



**Analyse de l'uniformité des modules de série du
calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS.
Recherche de bosons de jauge supplémentaires neutres**
Olivier Gaumer

► **To cite this version:**

Olivier Gaumer. Analyse de l'uniformité des modules de série du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Recherche de bosons de jauge supplémentaires neutres. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2004. Français. NNT : . tel-00008596

HAL Id: tel-00008596

<https://theses.hal.science/tel-00008596>

Submitted on 28 Feb 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LAPP-T-2004/05

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules

par

Olivier Gaumer

SUJET :

Analyse de l'uniformité des modules de série du calorimètre
électromagnétique tonneau d'ATLAS.

Recherche de bosons de jauge supplémentaires neutres.

Soutenue le 13 décembre 2004 devant la commission d'examen

Jacques COLAS	<i>président</i>
Lucia Di CIACCIO	<i>directrice de thèse</i>
Fabienne LEDROIT	
Elzbieta RICHTER-WAS	
Gérard SAJOT	<i>rapporteur</i>
Laurent SERIN	<i>rapporteur</i>

"Je sers la science et c'est ma joie"

Disciplus simplex

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Lucia Di Ciaccio d'avoir encadré ma thèse durant ces trois années et d'avoir toujours été disponible. Elle m'a permis de préparer cette thèse dans les meilleures conditions possibles. Merci.

Je tiens aussi à remercier Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard de m'avoir accueilli au laboratoire et pour avoir mis à ma disposition les équipements du LAPP.

Mes remerciements vont aussi aux membres du groupe ATLAS du LAPP qui m'ont intégré rapidement dans l'équipe. Notamment Isabelle Wingerter, chef du groupe ATLAS au LAPP, et Gilles Sauvage son prédécesseur. Je voudrais associer à ces remerciements Michel Gouanère, ainsi que Gilles, pour toutes ces heures que nous avons passé dans la salle d'assemblage, où nous avons pu avoir de nombreuses discussions enrichissantes et où j'ai pu apprendre beaucoup de leurs expériences.

Un remerciement particulier revient à Isabelle De Bonis avec qui j'ai travaillé avec grand plaisir pendant deux ans à l'IUT, qui m'a aidé à m'intégrer dans l'équipe pédagogique du département GEII et qui a su me faire confiance dans l'enseignement que je dispensais.

Je voudrais aussi remercier tout ceux, qui de près ou de loin, ont approché cette thèse et qui sont bien trop nombreux pour tous les citer.

Je remercie également Gérard Sajot et Laurent Serin d'avoir bien voulu assumer le rôle de rapporteur de ma thèse ainsi que Fabienne Ledroit, Elzbieta Richter-Was et Jacques Colas qui ont accepté de faire partie du jury.

Bien entendu je suis reconnaissant à ma famille, mes parents, ma soeur et mon frère, qui ont été présents tout au long de ma scolarité et de mes études. Ils m'ont toujours épaulé dans les moments où j'en avais besoin et ils m'ont

permis de faire mes études dans les meilleures conditions possibles. Jamais je n'aurais pu faire cette thèse sans leur soutien. Merci à vous.

Une pensée particulière va à Mémé Jeanne, mon arrière grand-mère, décédée quelques jours avant mon arrivée au LAPP. Cette thèse est aussi pour toi.

Merci aussi à Audrey, ma femme, qui a suivi ma thèse du début jusqu'à la fin. Elle a toujours su trouver les mots justes pendant les moments de découragements et m'a aidé activement tout au long de ces trois années en m'allégeant au maximum des tâches quotidiennes, surtout pendant la période de la rédaction de cette thèse.

Et puis comment ne pas terminer ces remerciements sans mentionner tout ceux qui ont eu à me supporter tous les jours au LAPP, "Groumf" Rémi (pour toutes ses groumferies), Sandrine Theplace (oui, on ira faire le Giffre ensemble), Nico "guidos" (le Bronze de nuit trop fort... et oui j'irais faire le Giffre avec toi aussi), GSDA (comment t'as fait pour tenir deux ans dans le même bureau que moi?), Fabien, Julien, Franck "pinguoin", les opérateurs : Jérôme "Cloclo" et Mumu, et bien sûr la délégation marocaine : Mohamed Junior et Mohamed Senior.

Et puis longue vie aux TECKELs.

Table des matières

1	Cadre théorique	7
1.1	Le modèle standard	7
1.1.1	Les interactions du modèle standard	7
1.1.2	Les limites du modèle standard	11
1.2	Au-delà du modèle standard : les théories de Grande Unification (GUT)	12
1.2.1	L'hypothèse de Grande Unification	12
1.2.2	Les groupes de symétrie et leurs décompositions	13
1.3	Les bosons Z'	16
1.3.1	Lagrangien des bosons de jauge neutres supplémentaires	16
1.3.2	Phénoménologie	17
1.3.3	Les limites expérimentales sur le Z'	18
1.4	Au-delà du modèle standard : supersymétrie et extra-dimensions	21
2	Le LHC et l'expérience ATLAS	25
2.1	Le LHC	25
2.1.1	Paramètres et performances de la machine	25
2.1.2	Variables cinématiques	26
2.2	L'expérience ATLAS	27
2.2.1	Objectifs de physique	28
2.2.2	Le détecteur interne de traces	29
2.2.3	Les calorimètres	31
2.2.4	Le spectromètre à muons	34
2.2.5	Le système de déclenchement	35
3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	39
3.1	La calorimétrie électromagnétique	39
3.1.1	Principe et processus d'interaction	39
3.1.2	Paramétrisation de la gerbe électromagnétique	41
3.1.3	Paramétrisation de la résolution en énergie d'un calorimètre à échantillonnage	42

3.2	Performances requises du calorimètre électromagnétique d'AT-LAS	43
3.3	Description géométrique du calorimètre à argon liquide d'AT-LAS	45
3.3.1	Le tonneau	47
3.3.2	Les bouchons	50
3.4	Formation et lecture du signal	51
3.4.1	Signal d'ionisation	51
3.4.2	Chaîne de lecture	52
4	Les tests en faisceau	55
4.1	Dispositif expérimental	55
4.1.1	Production du faisceau d'électrons	55
4.1.2	Les chambres à fils et les scintillateurs	56
4.1.3	Le cryostat	57
4.2	Prises de données	58
4.3	Chaîne de lecture du signal	59
4.3.1	Pré-amplification et mise en forme	59
4.3.2	Echantillonnage, stockage analogique et numérisation	60
4.4	Reconstruction de l'énergie d'une cellule	60
4.4.1	Le filtrage optimal	62
4.4.2	Etalonnage	64
4.5	Reconstruction de l'énergie d'une gerbe	67
5	Analyse de l'uniformité et de la résolution des modules	69
5.1	Etude d'uniformité des modules testés	69
5.1.1	Compréhension de la composition du faisceau	69
5.1.2	Comportement général du calorimètre	73
5.1.3	Etude et sélection des canaux morts	76
5.1.4	Cas particulier de M13 : problème de faisceau	81
5.1.5	Les différentes corrections à appliquer	83
5.1.6	Etude de la région de transition	91
5.1.7	Premiers résultats sur l'uniformité	92
5.1.8	Prise en compte de la diaphonie	95
5.1.9	Nouveaux résultats sur l'uniformité	98
5.1.10	Uniformité par secteur	100
5.2	Etude du terme constant de la résolution en énergie	102
5.2.1	Résolution en énergie globale d'un module	102
5.2.2	Résolution en énergie par secteur	103
5.3	Comparaison de l'énergie absolue entre les modules	104
5.4	Conclusions	104

6	Etude du Z' et de ses bruits de fond dans ATLAS	107
6.1	Génération et simulation du détecteur	108
6.2	Calcul des couplages : les différents modèles	108
6.3	Sections efficaces et largeurs	110
6.4	Cinématique du signal	112
6.5	Critères de sélection du signal	115
6.6	Les bruits de fond	118
6.7	Optimisation du rapport signal sur bruit	120
6.8	Effets systématiques sur la section efficace	125
6.8.1	Comparaison de différents générateurs : PYTHIA et HERWIG	125
6.8.2	Effets de la radiation de photons dans l'état final . . .	126
6.8.3	Effets de la variation de la linéarité	128
6.9	Observables	130
6.10	Mesure de la masse et de la largeur de la résonance	132
6.11	Mesure d'asymétrie.	143
6.12	Résultats en simulation complète	149
6.13	Conclusions	150
	Bibliographie	156

Introduction

Le modèle standard est, aujourd'hui, le modèle qui décrit le plus fidèlement les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. Ce modèle est le mieux vérifié expérimentalement aux énergies accessibles jusqu'à présent. Le modèle standard est un modèle prédictif, qui a permis de prévoir de nombreuses découvertes expérimentales. Malgré tout, le modèle standard a des aspects théoriques encore mal connus, comme, entre autres, le grand nombre de paramètres libres, le problème de la hiérarchie des masses, ou le mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électrofaible encore inexpliqué. Ces failles conduisent à l'idée que le modèle standard serait une théorie effective à basse énergie.

Il existe un certain nombre de théories candidates au-delà du modèle standard : la supersymétrie, les modèles composites pour les fermions et les bosons de jauge, les modèles sans Higgs, les dimensions supplémentaires ou encore les théories de grande unification. L'expérience ATLAS, auprès du LHC, a pour objectifs principaux de comprendre le mécanisme de la brisure de la symétrie électrofaible et de sonder le comportement de la matière à des énergies très élevées (de l'ordre de quelques TeV). Cette expérience va permettre des études précises de la physique au-delà du modèle standard.

Mon travail s'est tout d'abord axé sur l'étude de la réponse du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS, notamment sur la mesure de l'uniformité de cette réponse. En effet, ma thèse s'est déroulée durant la construction des modules de série de la partie tonneau du calorimètre et quatre d'entre eux ont passé des tests en faisceau. Une réponse uniforme du calorimètre et une bonne résolution sont nécessaires pour l'accomplissement des études de physique.

Les théories de grande unification représentent un candidat possible pour décrire les interactions de la matière jusqu'à des énergies élevées. Le principe de ces théories repose sur l'hypothèse que les interactions électrofaibles

et forte, décrites par le groupe de jauge du modèle standard, sont des manifestations différentes d'une seule force plus fondamentale décrite par une symétrie plus large, valable à haute énergie. Les brisures successives de cette symétrie conduiraient au groupe de symétrie du modèle standard ainsi qu'à d'autres groupes de symétrie et prévoient l'existence de nouveaux bosons de jauge.

La deuxième partie de mon travail de thèse s'inscrit dans ce contexte théorique, en évaluant le potentiel d'ATLAS pour la découverte et l'étude d'un boson de jauge neutre supplémentaire, le Z' .

Chapitre 1

Cadre théorique

Ce chapitre présente le modèle standard [1] qui fournit, dans l'état actuel des connaissances, la meilleure description des constituants élémentaires de la matière et des forces qui s'exercent entre eux. Après la description des interactions fondamentales dans le cadre de ce modèle, les théories visant à interpréter ces interactions comme manifestation d'une seule interaction plus fondamentale sont présentées. L'aspect des nouveaux bosons de jauge (neutres) apparaissant dans ces théories, dites de Grande Unification, est plus largement développé.

1.1 Le modèle standard

Dans le cadre du modèle standard (MS), les constituants élémentaires de la matière sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$: six leptons, six quarks et leurs antiparticules associées. Les leptons sont caractérisés par un nombre quantique appelé "leptonique", L , égal à $+1$ (-1 pour les antileptons) et les quarks par le nombre "baryonique", B , égal à $\frac{1}{3}$ ($-\frac{1}{3}$ pour les antiquarks). Les leptons et les quarks sont regroupés en familles ayant la même structure.

Ces particules sont représentées par des champs, objets mathématiques, contenant un ensemble de degrés de libertés. Leur propagation dans l'espace-temps et leurs interactions sont représentées par un lagrangien.

1.1.1 Les interactions du modèle standard

Les forces fondamentales qui s'exercent entre les constituants fondamentaux de la matière sont : l'interaction électrofaible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle. Dans le MS, deux de ces interactions, l'interaction

électrofaible et l'interaction forte, sont décrites par des théories quantiques des champs, renormalisables et basées sur des symétries de jauge. Il n'y a pas, actuellement, de théorie quantique renormalisable pour la gravitation. Cette interaction ne sera pas décrite davantage dans la suite.

L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible comprend l'interaction faible et électromagnétique. L'unification de ces deux forces trouve ses origines dans les années 70, lorsque Weinberg, Salam et Glashow ont émis l'hypothèse que ces interactions sont la manifestation d'une seule et même interaction et donc peuvent être unifiées au sein du même groupe de symétrie : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce groupe de symétrie possède quatre générateurs qui sont associés aux quatre médiateurs de la force électrofaible, particules de spin 1 : les champs de jauge. Afin de générer les masses des bosons de jauge électrofaibles et celle des fermions, tout en préservant la symétrie locale de jauge, il faut avoir recours au concept de brisure spontanée de la symétrie électrofaible (ou mécanisme de Higgs) qui sera décrit brièvement dans la suite.

Le lagrangien de l'interaction électrofaible peut être décomposé en trois termes (equation 1.1) : un premier permettant de décrire les interactions entre les fermions et les champs de jauge, un deuxième fait apparaître les énergies cinétiques ainsi que les auto-interactions des champs de jauge et un troisième qui est lié à la brisure spontanée de symétrie :

$$L_{e.f.} = L_{fermion} + L_{jauge} + L_{Higgs} \quad (1.1)$$

Le terme $L_{fermion}$ s'écrit :

$$L_{fermion} = \bar{\chi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_2 \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g_1 \frac{Y}{2} B_\mu) \chi_L + \bar{\Phi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_1 \frac{Y}{2} B_\mu) \Phi_R \quad (1.2)$$

où les termes χ_L représentent les champs de fermions de chiralité gauche qui sont organisés en doublets du groupe $SU_L(2)$ (isospin faible, $T = \frac{1}{2}$) et Φ_R représentent les champs de fermions de chiralité droite qui sont organisés en isosinglets ($T = 0$). L'appartenance des fermions de chiralités opposées à des multiplets différents traduit le fait expérimental que leur comportement est différent face à l'interaction faible. Le terme \vec{W}_μ représente les trois champs de jauge états propres du groupe $SU(2)_L$ et g_2 est la constante de couplage relative à ce groupe. Les termes B_μ et g_1 sont respectivement le champ de jauge état propre et la constante de couplage du groupe $U(1)_Y$. Les termes $\vec{\tau}$ et Y représentent respectivement les matrices de Pauli et l'opérateur hypercharge défini dans la suite.

A chaque fermion sont donc associés des nombres quantiques caractérisant son comportement face à l'interaction électrofaible :

- l'isospin T et sa troisième composante T_f^3 ,
- la charge électrique Q_f ,
- l'hypercharge Y ($Y = 2(Q_f - T_f^3)$).

Ces nombres quantiques, ainsi que le nombre baryonique et le nombre leptonniques des fermions fondamentaux, sont donnés dans la table 1.1.

Familles			T	T_f^3	Q_f	Y	B	L
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1	0	1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	0	1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_R$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_R$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	0	0	-1	-2	0	1
u_R	c_R	t_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
d_R	s_R	b_R	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0

TAB. 1.1 – *Constituants élémentaires de la matière et leurs nombres quantiques électrofaibles.*

Les champs de jauge neutres accessibles expérimentalement, états propres de masse, A_μ et Z_μ , sont obtenus par combinaison linéaire des états propres B_μ et W_μ^3 :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{bmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

où θ_W est l'angle de mélange (ou angle de Weinberg) défini par :

$$\tan \theta_W = \frac{g_1}{g_2} \quad (1.4)$$

De même, les champs de jauge chargés électriquement, W_μ^\pm , états propres de masse, se définissent comme :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.5)$$

en terme des états propres du groupe $SU(2)_L$, W_μ^1 et W_μ^2 .

En résumé, les champs A_μ , Z_μ et W_μ^\pm sont associés aux quatre médiateurs de l'interaction électrofaible accessibles expérimentalement : le photon, connu depuis le début du vingtième siècle, le Z et les W^\pm découverts en 1983 au CERN.

La charge électrique élémentaire, e , s'exprime en fonction des constantes de couplage g_1 et g_2 : $e = g_2 \sin \theta_W = g_1 \cos \theta_W$. Cette relation symbolise l'unification des couplages des interactions électromagnétiques et faible.

Pour mettre en évidence la structure de la théorie, les couplages "vectoriels" et "axiaux" des fermions sont introduits, en terme des nombres quantiques définis dans le tableau 1.1 :

$$\begin{aligned} g_v^f &= T_f^3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_f \\ g_a^f &= T_f^3 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Le terme L_{jauge} du lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit :

$$L_{jauge} = -\frac{1}{\sqrt{4}} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

et fait apparaître les énergies cinétiques des quatre champs de jauge et les termes qui décrivent les interactions entre les bosons W^\pm et Z . Le photon ne possède pas d'auto-interaction.

Les deux parties du lagrangien $L_{fermion}$ et L_{jauge} ne contiennent pas de terme décrivant les masses des fermions et des bosons de jauge car le rajout de ces termes, par analogie à l'équation de Dirac, brise l'invariance locale de jauge. La solution à ce problème est basée sur le mécanisme de Higgs [2]. Elle consiste à introduire un champ supplémentaire φ en auto-interaction avec lui-même, via un potentiel $V(\varphi)$:

$$L_{Higgs} = |(i\partial_\mu - i\frac{g_2}{2}\vec{W}_\mu\vec{\tau} - i\frac{g_1}{2}YB_\mu)\psi|^2 - V(\varphi) \quad (1.8)$$

Dans le MS, le champ ψ est un doublet de champs scalaires complexes (quatre degrés de liberté), dont une des composantes développe une valeur moyenne non nulle dans le vide. La symétrie de jauge est dite "brisée spontanément" car le lagrangien reste invariant de jauge, mais la nature choisit un état particulier parmi une infinité d'états possibles du vide. Trois des quatre degrés de liberté initiaux vont être absorbés par les bosons de jauge W^\pm et Z pour former leurs composantes longitudinales et générer leurs masses. Le degré de liberté restant correspond à une nouvelle particule scalaire : le boson de Higgs

(H). De plus, ce champ scalaire permet l'introduction d'une interaction qui génère les masses des fermions tout en préservant la symétrie de jauge et la renormalisabilité de la théorie.

Le boson de Higgs n'a pas été encore découvert. Sa recherche représente l'enjeu majeur des activités expérimentales au LHC.

L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la Chromodynamique Quantique (QCD), théorie non-abélienne, invariante de jauge locale qui obéit à l'algèbre du groupe de symétrie $SU(3)$. Cette force dépend de la constante de couplage, g_3 . Le modèle introduit la charge de couleur pour les quarks ainsi que huit bosons de jauge, les gluons, médiateurs de l'interaction forte. L'existence des gluons a été mise en évidence dans les expériences e^+e^- à DESY.

Chacun des 6 quarks est représenté sous forme d'un triplet de $SU(3)$ et possède une charge de couleur. On la désigne symboliquement par les couleurs rouge (R=Red), vert (G=Green) ou bleu (B=blue) :

$$q = \begin{pmatrix} q_R \\ q_G \\ q_B \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Les gluons portent deux charges de couleur, ils sont dépourvus de masse et peuvent interagir avec eux-mêmes. Un des postulats de la QCD est que toute particule observée doit être neutre de couleur. Cela explique pourquoi aucun quark isolé n'a pu être observé directement (théorie du confinement). Les quarks sont toujours observés liés à d'autres quarks dans les hadrons.

1.1.2 Les limites du modèle standard

Le MS a passé avec succès un très grand nombre de tests expérimentaux auxquels il a été soumis (se référer notamment aux résultats obtenus par les expériences auprès du LEP [3]). Il a aussi permis d'anticiper de nombreuses découvertes expérimentales décisives; entre autres : la réaction d'interaction faible à courants neutres en 1973, la découverte du gluon en 1979, la découverte des bosons W^\pm et Z en 1983, ou encore, plus récemment, la découverte du quark top en 1995.

Malgré ses succès le MS comporte des aspects peu satisfaisants parmi lesquels on peut citer : l'échec face au traitement quantique de la gravitation, le

problème de la masse des neutrinos, l'origine inexpliquée de la quantification de la charge électrique et de la brisure de la symétrie électrofaible, un grand nombre (19) de paramètres libres.

1.2 Au-delà du modèle standard : les théories de Grande Unification (GUT)

1.2.1 L'hypothèse de Grande Unification

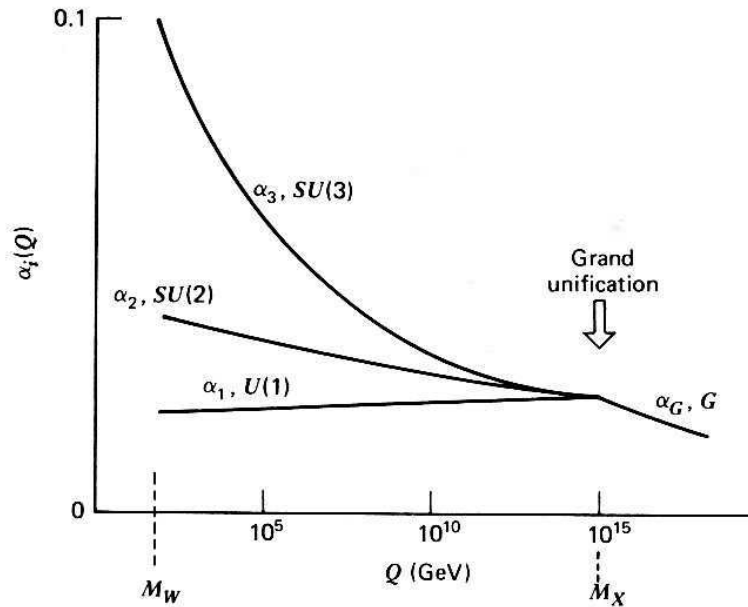


FIG. 1.1 – *Evolution des trois constantes de couplages, α_i ($i = 1, 2, 3$), appelé g_i dans le texte, en fonction de l'échelle d'énergie Q du processus d'interaction.*

Afin de répondre à ces questions, on cherche à savoir si les interactions "fondamentales" ne seraient pas plutôt des manifestations différentes d'une seule et même force plus fondamentale. Cette hypothèse amène aux théories dites de "Grande Unification" [4]. La difficulté qui semble apparaître est représentée par les différences d'intensités des forces exprimées par les valeurs différentes des constantes de couplages g_1 , g_2 et g_3 , décorréliées entre elles à basse énergie. En réalité, ces constantes de couplage dépendent de l'énergie à cause des corrections quantiques d'ordre supérieur, comme le montre la fig. 1.1. L'idée à la base des théories de Grande Unification est donc que les

symétries observées résultent d'une symétrie plus large valable à très haute énergie. A cette énergie élevée ($Q \geq M_X \approx 10^{15}$ GeV), les constantes de couplage auraient la même valeur. Cette symétrie serait brisée en étapes successives : une première étape, à une énergie d'environ 10^{15} GeV (brisure des forces électrofaible et forte) et une deuxième étape, à une énergie d'environ 100 GeV, l'ordre de grandeur des masses des bosons W^\pm et Z (brisure des interactions faible et électromagnétique).

L'hypothèse de Grande Unification crée un problème de stabilité de l'échelle électrofaible par rapport à l'échelle d'unification. La solution de ce problème, appelé "hiérarchie de jauge" est à la base de toute extension du modèle standard. Ce point sera repris brièvement à la fin de ce chapitre.

1.2.2 Les groupes de symétrie et leurs décompositions

L'idée d'unifier les interactions est assez ancienne. Le principe de la Grande Unification (GU) est d'introduire un groupe de symétrie plus large, G , qui contient le groupe de symétrie du MS : $G \supset G_{SM} (\equiv SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$. Le premier groupe étudié était le groupe $SU(5)$ minimal. Ce groupe prédit notamment un temps de vie du proton, τ_p , égal à $10^{31 \pm 1}$ ans, ce qui est en désaccord avec les données expérimentales qui donnent une limite inférieure au temps de vie du proton de $\approx 10^{33}$ ans. C'est pourquoi ce groupe n'est plus étudié dans sa configuration minimale à l'heure actuelle.

D'autres groupes sont à l'étude. Ils prédisent une zoologie de particules fondamentales plus vaste que celle connue actuellement et se brisent par étapes à différentes échelles d'énergie vers le groupe du MS.

Plusieurs conditions doivent être satisfaites pour qu'un groupe G puisse être considéré comme le groupe décrivant la Grande Unification [5]. La condition principale est que le groupe d'unification doit inclure le groupe du MS et donc doit être, au moins, de rang 4. Le groupe G doit être simple, une seule constante de couplage sera ainsi introduite. Il doit aussi posséder des représentations complexes pour que les fermions de chiralité opposée soient organisés en multiplets différents. Le groupe G doit aussi être renormalisable et donc libre d'anomalie.

Les groupes qui satisfont ces conditions sont de trois types : $SU(n)$ (avec $n \geq 5$), $SO(2n)$ (avec $n = 5, 7, 9 \dots$) et E_6 [6]. Parmi ces possibilités les groupes $SU(5)$, $SO(10)$ et E_6 sont les plus étudiés car ce sont les groupes de rang le plus bas et on émet l'hypothèse, en première approximation, que la

nature choisit les configurations les plus simples. Dans cette thèse, je m'intéresserai plus particulièrement au groupe de symétrie E_6 car, parmi les groupes de rang le plus bas, il peut être considéré comme le plus général puisqu'il peut se décomposer en $SU(5)$ et $SO(10)$ [5].

Les groupes d'unification classent les leptons et les quarks d'une même génération dans un même multiplet, donnant un certain sens au concept de famille. L'invariance de ces multiplets par transformations de jauge implique la présence de bosons additionnels, les lepto-quarks, qui permettent la transition lepton \leftrightarrow quark, interdite dans le modèle standard. De plus, la décomposition du groupe G vers le groupe du modèle standard fait apparaître des nouveaux groupes de symétrie et donc de nouveaux bosons de jauge, appelés génériquement Z' et W' , associés à ces symétries.

Le groupe E_6 peut subir différents types de décomposition aboutissant au groupe du MS. La manière la plus directe est :

$$E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi \rightarrow G_{SM} \otimes U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi$$

Cette décomposition introduit deux bosons de jauge additionnels. Les états propres de masse des nouveaux bosons de jauge peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire dans la base $(\chi-\psi)$ en fonction d'un angle de mélange θ_{E_6} . On peut montrer que ce modèle se résume à un groupe effectif, où ne subsiste qu'une seule symétrie à basse énergie :

$$U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi \rightarrow U_{\theta_{E_6}} \quad (1.10)$$

Cette approximation revient à considérer qu'un des bosons de jauge additionnel, état propre de masse, possède une masse relativement faible (et par conséquent peut être détectable) alors que l'autre a une masse très élevée et échappe à la détection au niveau actuel des technologies. Si $\theta_{E_6} = 0$, le modèle est appelé χ , si $\theta_{E_6} = \frac{\pi}{2}$, le modèle est appelé ψ .

Dans le cas particulier des modèles de supercordes [5], le groupe E_6 peut aussi se décomposer directement vers le groupe du modèle standard :

$$E_6 \rightarrow G_{SM} \otimes U(1)_\eta \quad (1.11)$$

Dans ce modèle, appelé η , cette décomposition peut être ramenée à la décomposition précédente par un choix particulier de θ_{E_6} .

Un autre type de décomposition pour le groupe E_6 conduit à des modèles

dans lesquels les leptons de chiralité droite sont organisés en multiplets de $SU(2)$:

$$E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(6) \otimes SO(4) \otimes U(1)_\psi \rightarrow \\ SU(3)_C \otimes SU(2)_R \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_{B-L} \otimes U(1)_\psi,$$

ainsi que :

$$E_6 \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes SU(3)_R \rightarrow \\ SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_L \otimes U(1)_B$$

où L et B représentent respectivement les nombres quantiques leptoniques et baryoniques. Ces modèles s'appellent respectivement Left-Right (LR) et Alternative Left-Right (ALR). Dans le premier cas, la symétrie $U(1)_Y$ du MS est retrouvée par combinaison linéaire des générateurs de $U(1)_{B-L}$ et de $SU(2)_R$, dans le deuxième cas, par la combinaison des générateurs de $SU(2)_R$, $U(1)_L$ et $U(1)_B$.

Comme nous l'avons déjà dit, les différentes décompositions du groupe de symétrie E_6 introduisent de nouveaux bosons de jauge. Dans le cas des modèles χ , ψ et η , qui ne comportent que des groupes du type $U(1)$, seuls des champs de jauge neutres vont apparaître, tandis que les modèles LR et ALR, font intervenir des champs de jauges neutres et chargés.

Les nouveaux bosons de jauge neutres sont appelés Z' (et Z'' dans le cas où il en existe 2) et les nouveaux bosons de jauge chargés sont appelés W^\pm .

Il existe, par ailleurs, un autre type de modèle de jauge étendu particulièrement étudié, puisqu'il sert souvent de référence pour comparer la sensibilité des différentes expériences à un éventuel Z' . Le "modèle standard séquentiel" (SSM pour Sequential Standard Model) est en fait une version étendue du MS qui se voit simplement rajouter un boson de jauge supplémentaire, avec des couplages aux fermions fondamentaux identiques à ceux du Z . Ce modèle ne découle pas d'un modèle de Grande Unification et donc n'a pas de motivation théorique. Dans le SSM, seuls la masse du Z' et son éventuel mélange au Z sont libres. Notons que la sensibilité des différentes expériences aux nouveaux bosons de jauge est directement liée à leurs couplages aux fermions ordinaires et nous verrons dans la troisième partie que ce modèle est le plus optimiste. Le calcul des couplages pour les modèles E_6 et LR sera également décrit en détail dans la troisième partie.

1.3 Les bosons Z'

1.3.1 Lagrangien des bosons de jauge neutres supplémentaires

De manière générale, on peut montrer [7] que l'introduction d'un boson de jauge additionnel Z' neutre et massif revient à ajouter un terme supplémentaire aux termes du lagrangien représentant les interactions neutres. En effet, le groupe de symétrie électrofaible du MS s'élargit avec l'ajout d'un groupe additionnel $U'(1) : SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U'(1)$.

La partie du lagrangien qui décrit l'interaction neutre entre les bosons de jauge et les fermions standard peut être écrite dans la forme suivante [7] :

$$L_{CN} = \bar{\psi} \gamma^\mu (T_3 g_2 W_{3\mu} + Y g'_{11} B'_\mu + Y g'_{12} Z'_{2\mu} + Q' g'_{21} B'_\mu + Q' g'_{22} Z'_{2\mu}) \psi, \quad (1.12)$$

où ψ représente le champ d'un fermion générique. T_3 et Y représentent les nombres quantiques électrofaibles isospin et hypercharge du MS et Q' est le nouveau nombre quantique associé à $U'(1)$. Les champs de jauge neutres sont $W_{3\mu}$, B'_μ et $Z'_{2\mu}$. Les grandeurs g'_{ab} ($a, b = 1, 2$) représentent les constantes de couplages. Grâce à l'invariance de ce lagrangien sous les rotations des champs de jauge, la matrice g'_{ab} peut être mise sous forme triangulaire ($g'_{21} = 0$). La triangularisation se fait grâce à une rotation comme suit :

$$\begin{aligned} B'_\mu &= c' B_\mu - s' Z_{2\mu}, \\ Z'_{2\mu} &= s' B_\mu + c' Z_{2\mu}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

où c' et s' sont les cosinus et les sinus de l'angle de rotation qui correspond à l'angle de mélange entre le nouveau boson de jauge neutre et le champ de jauge B_μ . Le résultat est donc :

$$L_{CN} = \bar{\psi} \gamma^\mu [T_3 g_2 W_{3\mu} + Y g_{11} B_\mu + [Y g_{12} + Q' g_{22}] Z_{2\mu}] \psi, \quad (1.14)$$

Le mélange des champs de jauge B_μ et $W_{3\mu}$ donne le photon et le Z . Le terme des courants neutres du lagrangien s'écrit alors de manière générale :

$$L_{NC} = e (J_{em}^\mu(f)) (A_\mu) + \frac{g_2}{2 \cos \Theta_w} (J_Z^\mu(f)) (Z_\mu^0) + \frac{g_2}{2 \cos \Theta_w} (J_{Z'}^\mu(f)) (Z'_\mu) \quad (1.15)$$

où,

$$g_2 = \frac{e}{\sin(\theta_W)}, \text{ avec } e = \frac{\sqrt{\frac{3}{5}} g_2 g_{11}}{\sqrt{g_2^2 + \frac{3}{5} g_{11}^2}} = \text{charge de l'électron}$$

$$J_{em}^\mu(f) = Q_f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

$$J_Z^\mu(f) = \bar{\psi}\gamma^\mu(g_v^f - g_a^f\gamma_5)\psi$$

$$J_{Z'}^\mu(f) = \bar{\psi}\gamma^\mu(g_v'^f - g_a'^f\gamma_5)\psi$$

Le troisième terme de l'équation 1.15 décrit les interactions du Z' avec les fermions, standard ou non. A partir des valeurs de la nouvelle charge Q' , il est possible de calculer les valeurs des couplages vectoriels et axiaux, $g_v'^f$ et $g_a'^f$, du nouveau boson de jauge. Ces couplages sont aussi fonction de $g \equiv g_{22}$ et du rapport $\frac{g_{12}}{g}$. Le calcul des couplages $g_v'^f$ et $g_a'^f$ du nouveau boson de jauge avec les fermions standard est donné dans le dernier chapitre. Quant au lagrangien des courants neutres pour $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U'(1)$, il dépend de 4 paramètres indépendants et mesurables : e , la charge élémentaire, θ_w , l'angle de Weinberg, g et le rapport $\frac{g_{12}}{g}$.

La présence d'un boson Z' va avoir des effets sur la valeur de certaines observables. Les études de recherches indirectes de la présence d'un boson supplémentaire neutre sont basées sur ce constat.

Un des objectifs de cette thèse est la préparation à la recherche directe d'un boson neutre Z' dans les collisions p-p. Les différents modèles décrits précédemment seront examinés et la possibilité de les discriminer sera considérée.

1.3.2 Phénoménologie

Dans les collisionneurs proton-proton, le diagramme principal de production du Z' provient de l'interaction d'un quark avec un anti-quark provenant de la mer (fig. 1.2). Les modes de désintégration d'un boson de jauge neutre supplémentaire sont multiples. L'étude présentée dans cette thèse porte en particulier sur la désintégration leptonique du Z' ; $Z' \rightarrow l^+l^-$, où $l = e$ (fig. 1.2). Des études préliminaires ont montré que le mode de désintégration leptonique (e^+e^- et $\mu^+\mu^-$) est celui qui va donner du signal le plus rapidement au LHC, car c'est un mode de désintégration très "propre" [8]. De plus, la désintégration en paire e^+e^- offre l'avantage, par rapport à la désintégration en paire $\mu^+\mu^-$, que la largeur observée du Z' n'est pas dominée par la résolution du détecteur. En effet, l'erreur sur la mesure de l'énergie des électrons est dominée, à haute énergie par le terme constant de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique qui est évaluée à $\approx 0.7\%$. D'autres modes de désintégration du Z' sont représentés sur les fig. 1.3 (a), (b), (c) et (d) [5].

Le canal $Z' \rightarrow l^+l^-$ possède plusieurs bruits de fonds, notamment le processus de Drell-Yan, $q\bar{q} \rightarrow (Z,\gamma) \rightarrow l^+l^-$. Ce processus possède la même

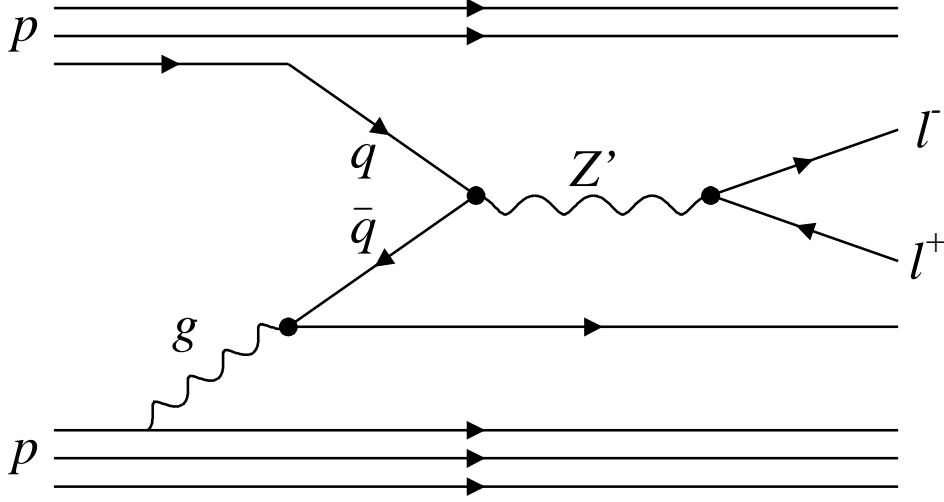


FIG. 1.2 – Production du Z' au LHC et sa désintégration leptonique.

cinématique que le processus mettant en jeu le boson Z' . Ce fond représente un fond irréductible pour le signal considéré dans cette thèse.

L'étude des événements de bruit de fond fera l'objet d'un paragraphe dans le dernier chapitre.

1.3.3 Les limites expérimentales sur le Z'

L'existence d'un boson de jauge supplémentaire a déjà été l'objet de nombreuses études [9]. Les limites indirectes concernant l'existence d'un Z' sont basées sur les mesures de précision électrofaibles, obtenues principalement par les expériences au LEP (Large Electron-Positron collider) et au SLC (Stanford Linear Collider). Les limites directes actuelles sont données par les expériences CDF et D0, au Fermilab (TEVATRON). Les recherches indirectes sont complémentaires aux recherches directes : les recherches directes sont sensibles à la valeur de la section efficace au pôle du Z' et aux modes de désintégration des Z' et donc, au premier ordre, les limites correspondantes sont dépendantes de la somme quadratique des couplages vectoriels et axiaux du Z' aux fermions. Les limites établies par les recherches indirectes sont, au premier ordre, indépendantes du rapport d'embranchement du Z' et ont une dépendance plus compliquée avec les couplages. Un résumé des résultats expérimentaux les plus récents sur la recherche d'un nouveau boson de jauge

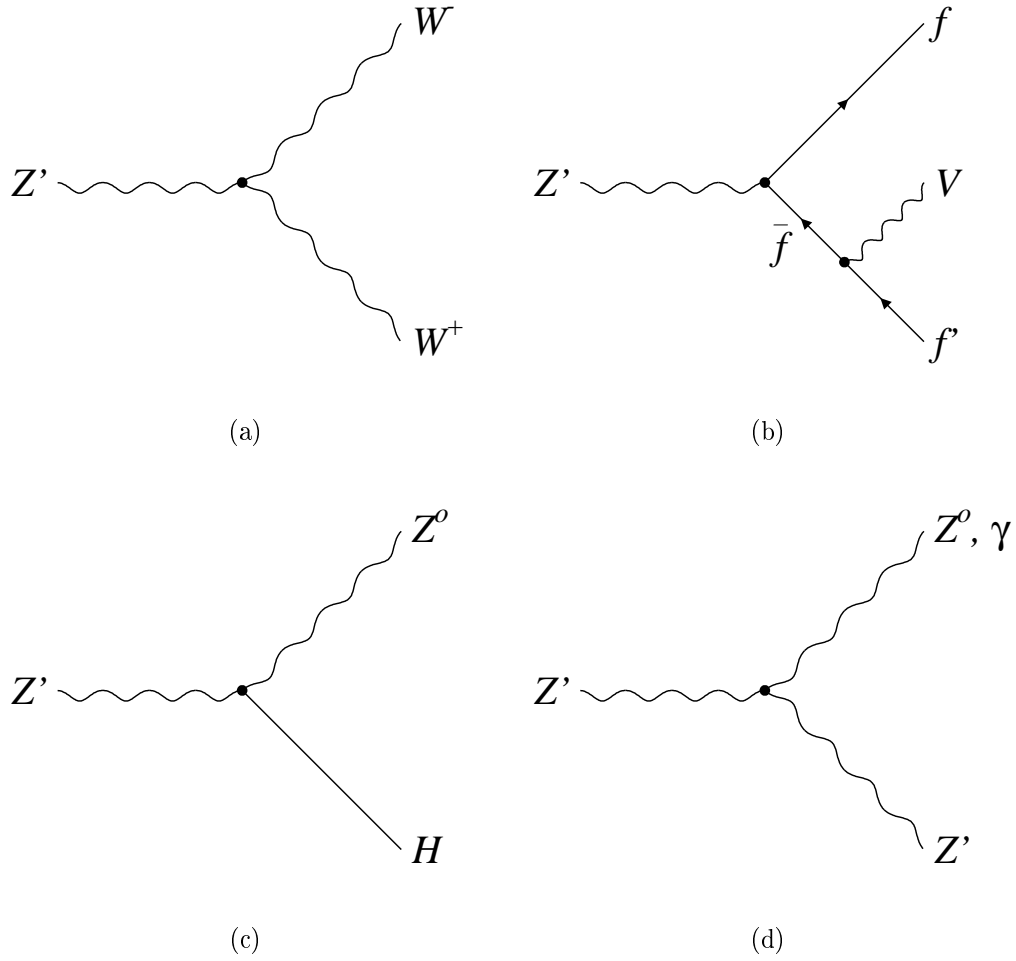


FIG. 1.3 – Modes de désintégration du Z' : (a) $Z' \rightarrow W^+ W^-$. (b) $Z' \rightarrow f \bar{f} V$. (c) $Z' \rightarrow Z^0 H$. (d) $Z' \rightarrow Z (Z, \gamma)$.

est donné à la fin de ce paragraphe. Dans la suite, les différentes méthodes employées sont brièvement décrites.

Recherches indirectes Les recherches indirectes peuvent être classées en trois catégories : les études à basse énergie des interactions à courants neutres, les contraintes au pôle du Z sur le mélange Z - Z' et les contraintes indirectes à partir des mesures de précisions en dehors du pôle du Z .

A basse énergie, les expériences de violation de parité atomique et de diffusion d'électrons polarisés sur des hadrons permettent de contraindre la masse d'un éventuel boson Z' . Ce type d'expérience est sensible au rapport $r = \frac{M_Z}{M_{Z'}}$. Par ailleurs, les expériences de diffusion de neutrinos sur des hadrons sont aussi sensibles à ce rapport et permettent de donner des contraintes sur la masse du Z' [10] [11] [12].

Les mesures électrofaibles au pôle du Z faites au LEP [13] et au SLC, sont sensibles à la présence d'un éventuel Z' , via le mélange avec le Z , tant qu'il n'est pas trop petit. Les grandeurs étudiées dans ces analyses sont entre autres : la largeur leptonique, la largeur invisible du Z' , la polarisation du τ ou encore la masse du Z . Les contraintes sur l'angle de mélange obtenus (à 95% de niveau de confiance) auprès du LEP sont données dans le tableau 1.2 [9].

Modèle	χ	ψ	η
θ_{mix}	[-0.0016;0.0036]	[-0.0020;0.0038]	[-0.021;0.012]

TAB. 1.2 – Contraintes sur l'angle de mélange Z - Z' , données par les expériences du LEP à 95% de niveau de confiance, pour les trois modèles E_6

A des énergies plus élevées ($M_Z < \sqrt{s} < M_{Z'}$), des contraintes assez fortes sur la masse du Z' apparaissent en comparant les mesures d'asymétries avant/arrières et de sections efficaces leptoniques et hadroniques aux prédictions du modèle standard. Dans ce type d'analyses, les études ne sont plus seulement sensibles au mélange, mais aussi à ses couplages et sa masse. Les recherches indirectes excluent un Z' léger, sauf si sa masse est très proche de celle du Z .

Recherches directes Les expériences à haute énergie ont effectué des recherches directes de production et de désintégration du Z' .

Pour la recherche d'un Z' lourd ($M_{Z'} \gg M_Z$), les meilleurs résultats sont donnés par les machines $p\bar{p}$ [14] [15], où le Z' se désintègre en deux leptons

chargés.

Les limites inférieures actuelles sur la masse du Z' (contraintes directes et indirectes) sont résumées dans le tableau 1.3, pour les modèles E_6 et LR. Les limites expérimentales doivent toutefois être réduites de 100 à 150 GeV en autorisant les désintégrations en particules supersymétriques ou exotiques.

Modèle	Recherche indirecte (ajustement électrofaible)	Recherche directe (machines $p\bar{p}$)
SSM	1787 GeV	690 GeV
χ	680 GeV	595 GeV
ψ	481 GeV	590 GeV
η	619 GeV	620 GeV
LR	860 GeV	630 GeV

TAB. 1.3 – *Limites inférieures sur la masse du Z' , pour les recherches indirectes et directes, à 95% de niveau de confiance [9] [13].*

Comme on le verra dans la suite, le LHC pourra étendre la recherche du Z' bien au-delà de ces limites.

1.4 Au-delà du modèle standard : supersymétrie et extra-dimensions

Afin de conclure la description du contexte théorique, ce paragraphe présente un très bref panorama des développements théoriques plus récents.

Pour les raisons que nous avons évoquées dans le paragraphe 1.1.2, il est difficilement concevable que le modèle standard soit la théorie fondamentale de la nature valable jusqu'à des échelles d'énergie très élevées (typiquement de l'ordre la masse de Planck, $M_P \sim 10^{19}$ eV).

L'hypothèse de Grande Unification pose le problème de la hiérarchie de jauge. La solution de ce problème demande dans toutes les extensions du MS l'existence de nouvelles particules à l'échelle du TeV.

Une première catégorie d'extensions possibles est représentée par les théories dites "d'interaction forte", telles que la technicouleur ou, dans un cadre plus général, par les modèles composites pour les fermions et les bosons de jauge. Les tests de précisions électrofaibles défavorisent fortement les versions

simples de ces modèles. Des versions plus récentes et élaborées, comme par exemple le modèle "sans Higgs", pourraient toutefois passer les tests expérimentaux et sont à l'étude actuellement. La prédictivité de ces modèles est toutefois limitée à cause de la dynamique non-perturbative sous-jacente qui est décrite à basse énergie par des interactions non-renormalisables.

Le deuxième grand groupe d'extension du MS sont les théories dites "d'interaction faible", la supersymétrie (SUSY) étant le modèle théoriquement le plus motivé. Dans cette théorie, une symétrie associe à chaque fermion (respectivement boson) standard un partenaire boson (respectivement fermion) supersymétrique. L'introduction de ces partenaires supersymétriques résout le problème de hiérarchie de jauge d'une manière naturelle; pour cela, il est nécessaire et suffisant que les partenaires supersymétriques n'aient pas de différences de masses plus grandes qu'environ 1 TeV.

Le modèle supersymétrique minimal, appelé MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), est l'extension supersymétrique du modèle standard la plus simple [4]. Dans ce modèle, basé sur le même groupe de symétrie que le modèle standard, les particules et leurs superpartenaires sont regroupés dans des super-multiplets.

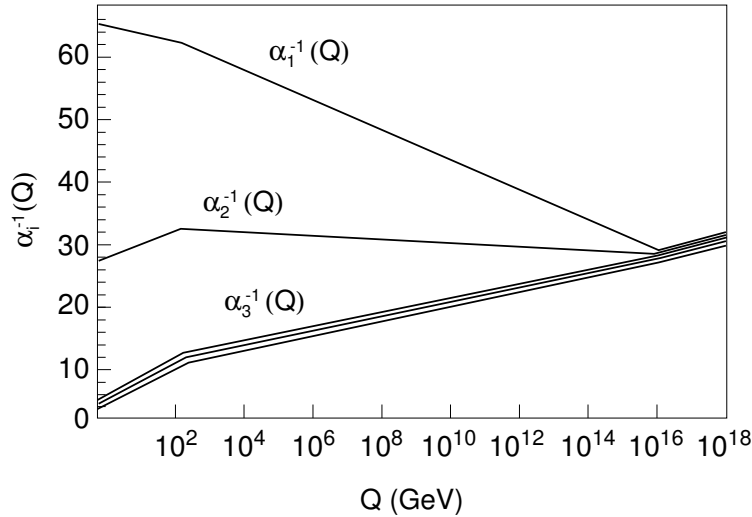


FIG. 1.4 – *Evolution des inverses des trois constantes de couplages ($\alpha_i \equiv g_i, i = 1, 2, 3$) dans le modèle supersymétrique minimal. La brisure de la symétrie SUSY est fixée à 1 TeV. [10]*

La supersymétrie est la seule extension du modèle standard qui donne une unification précise des couplages de jauge comme montré dans la fig. 1.4 [10]. Elle assure un cadre renormalisable et perturbatif jusqu'à des échelles d'énergie de l'ordre de l'échelle d'unification. Comme les interactions impliquées sont faibles, elle permet des tests de précision.

Une solution plus récente d'interaction faible au problème de hiérarchie est celle des grandes dimensions supplémentaires d'espace avec une échelle fondamentale au TeV.

Les théories avec dimensions supplémentaires représentent une possibilité élégante d'unifier l'interaction gravitationnelle avec les autres interactions. Un exemple simple de ces théories a été développée par Kaluza et Klein [4].

Dans la théorie de Kaluza Klein, une cinquième dimension est introduite. Puisque le monde observé semble être à quatre dimensions, l'hypothèse est que la cinquième dimension est compactifiée en "s'enroulant" sur elle-même, la rendant inaccessible à toute observation directe. Il existe maintenant des théories possédant plus de cinq dimensions (10, même 11 dimensions).

La théorie de Kaluza-Klein prédit que chaque particule contenue dans la (les) dimension(s) supplémentaire(s) se décompose en un infini d'harmoniques, qui nous apparaîtraient comme des particules ordinaires. Ce sont les excitations, ou modes, de Kaluza-Klein. Une signature expérimentale des modes de Kaluza-Klein est la production de résonances qui se désintègrent en une paire de leptons. Le signal produit serait alors relativement semblable à celui provenant de la désintégration d'un Z' en deux leptons (des différences peuvent apparaître, notamment au niveau de la largeur intrinsèque).

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ATLAS

Ce chapitre décrit le Large Hadron Collider (LHC), le nouvel accélérateur de hadrons du CERN, ainsi que l'expérience ATLAS dans sa globalité. Chacun des sous détecteurs de l'expérience est passé en revue. Le calorimètre électromagnétique fera l'objet d'un chapitre complet.

2.1 Le LHC

2.1.1 Paramètres et performances de la machine

L'étude de la physique au-delà du modèle standard nécessite la construction d'accélérateurs de particules de très haute énergie. Le LHC [16] accélérera deux faisceaux de protons circulant en sens opposés à une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} égaux à 14 TeV. Il utilisera les infrastructures déjà existantes du LEP (Large Electron Positron Collider), notamment le tunnel de 27 km de circonférence. Les paquets de protons seront injectés dans le grand anneau à une énergie de 450 GeV et seront accélérés jusqu'à une énergie de 7 TeV par faisceau. Une luminosité instantanée, L , très élevée est indispensable car la section efficace de production des nouvelles particules, prévues dans les théories au-delà du modèle standard, est faible. La fréquence de croisement des paquets de protons est de 40 MHz. Par ailleurs le LHC pourra aussi accélérer des paquets d'ions plomb à une énergie de 5.5 TeV par nucléon. Les caractéristiques principales du LHC dans le mode p-p sont résumées dans le tableau 2.1.

Les deux faisceaux vont entrer en collision en quatre points où sont situées quatre expériences : Alice [17], ATLAS [18], CMS [19] et LHCb [20]. L'expérience Alice va étudier la physique des ions lourds, LHCb va s'intéresser à la

- la pseudo-rapacité : $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, où θ est l'angle de diffusion d'une particule relatif à l'axe (Oz),
- la rapidité : $y = \frac{1}{2} \ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$, où E et p_z représentent l'énergie et la projection sur l'axe (Oz) de l'impulsion de la particule,
- l'angle azimutal : φ (dans la suite φ est exprimé, sauf indication contraire, en radian),
- l'impulsion transversale : $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, où p_x et p_y représentent respectivement la projection de l'impulsion sur les axes (Ox) et (Oy)
- l'énergie transversale : $E_t = \frac{E}{\cosh \eta} = \frac{E}{\sin \Theta}$.

2.2 L'expérience ATLAS

Le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) est un cylindre de 44 mètres de long pour 22 mètres de diamètre, centré autour d'un des points d'interaction des faisceaux; sa masse totale est de 7000 tonnes. Il est composé de deux types d'aimants et de trois systèmes de détection. En partant du point d'interaction, on trouve successivement : le détecteur interne de traces, l'aimant solénoïdal, les calorimètres (électromagnétique et hadronique), l'aimant toroïdal et le spectromètre à muons.

L'environnement du LHC requiert un système très rapide de sélection et de traitement des données et impose des contraintes assez fortes sur les détecteurs [21]. A l'énergie du LHC, la section efficace totale proton-proton est très élevée (≈ 100 mb). Cela induit un taux d'interaction important ($\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$). A partir du taux d'interaction et de la fréquence des croisements entre les paquets de protons du faisceau on obtient qu'environ 20 événements par croisement seront superposés, à la luminosité nominale. Cet effet, qui s'appelle l'empilement, peut être limité en utilisant une électronique très rapide, ainsi que des détecteurs ayant une granularité fine afin de limiter le taux d'occupation des canaux. La majorité des événements sont produits avec un faible moment transféré d'un parton à l'autre. Ces événements sont appelés de biais minimum. Contrairement aux processus recherchés, les particules produites dans ces interactions ont une grande impulsion longitudinale et une faible impulsion transverse. Cela permet d'utiliser des critères de sélection des événements basés sur la valeur de cette grandeur. Ces critères limitent en même temps les effets de l'empilement.

La section efficace de production de nouvelles particules est très faible. Par exemple, la section efficace de production d'un boson de Higgs du MS à une

masse de 150 GeV, est environ 10 ordres de grandeur plus faible que la section efficace totale. Un système de déclenchement rapide et efficace est donc nécessaire afin de réduire le taux d'événements enregistrés de 1 GHz à un niveau acceptable de 100 Hz. Le système de déclenchement sera décrit plus tard.

L'utilisation d'un système de mémoire afin de stocker l'information durant la prise de décision du déclenchement ($2\ \mu\text{s}$) est indispensable à cause de la fréquence élevée de croisement des faisceaux (40 MHz).

Les produits d'interaction et les pertes de faisceau produisent un grand niveau de radiation (environ 10^{13} neutrons/cm²/an ce qui correspond à environ 10^4 Gy/an au niveau du détecteur interne, à haute luminosité), nocif pour les détecteurs et pour l'électronique. Il faut donc utiliser des matériaux et une électronique résistants aux radiations.

2.2.1 Objectifs de physique

Le LHC permettra d'étudier une grande variété de phénomènes physiques allant de la recherche de nouvelles particules et de nouveaux phénomènes aux mesures de précision sur des particules déjà connues [22] [23].

Un des plus importants axes de recherche d'ATLAS sera l'étude de la brisure de la symétrie électrofaible avec notamment la recherche du boson de Higgs. D'autres aspects reliés à la recherche de nouvelle physique seront par ailleurs étudiés, tels que la recherche des particules prédites par la supersymétrie, et les effets engendrés par la présence de dimensions supplémentaires.

Parmi les sujets liés à la mesure des paramètres du modèle standard on peut citer les mesures de précision de la masse du W et du quark top, les études de QCD et de la violation de CP dans les désintégrations du B et les mesures des couplages à trois bosons de jauge.

La physique qui sera étudiée au LHC requiert des détecteurs avec des performances très poussées : une reconstruction très efficace des trajectoires des particules dans un environnement chargé de traces et de bruits, une très bonne capacité à identifier les électrons et les photons et à en mesurer l'énergie, une excellente herméticité pour la reconstruction des jets et de l'énergie manquante et une très bonne précision sur la mesure de l'impulsion des muons.

2.2.2 Le détecteur interne de traces

Le détecteur interne de traces doit permettre de reconstruire avec une très bonne efficacité et une grande précision les trajectoires des particules chargées. C'est pourquoi il possède une granularité très fine. Les traces reconstruites sont utilisées dans la reconstruction du point d'interaction et des vertex secondaires; pour cela, la première couche du détecteur est située le plus proche possible du point d'interaction. De plus, le détecteur de traces est impliqué, avec le calorimètre électromagnétique, dans l'identification des photons et des électrons. Afin de limiter les pertes d'énergie en amont des calorimètres, ce système a une faible épaisseur ($\approx 0.5X_0$).

Système	Position	Résolution $\sigma(\mu\text{m})$	Couverture (η)
Pixels	1 couche tonneau proche du point d'interaction ($R \approx 4\text{cm}$)	$R_\phi = 12, z = 66$	± 2.5
	2 couches tonneau	$R_\phi = 12, z = 66$	± 1.7
	2×5 couches bouchon	$R_\phi = 12, z = 77$	$1.7 - 2.5$
SCT	4 couches tonneau	$R_\phi = 16, z = 580$	± 1.4
	2×9 couches bouchon	$R_\phi = 16, z = 580$	$1.4 - 2.5$
TRT	tubes tonneau (axiaux)	170/tube	± 1.7
	tubes tonneau (radiaux)	170/tube	$0.7 - 2.5$

TAB. 2.2 – *Caractéristiques du détecteur interne.*

Le détecteur interne de traces est composé de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixel, le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT) et le détecteur à radiation de transition (TRT). La fig. 2.2 montre ces différents sous détecteurs et le tableau 2.2 décrit leurs caractéristiques. La couverture en rapidité du détecteur interne de traces est $|\eta| < 2.5$. Pour mesurer précisément l'impulsion des particules chargées, le détecteur interne de traces se trouve dans un champ magnétique généré par un aimant solénoïdal. L'aimant solénoïdal délivre un champ magnétique de 2 Teslas parallèle à l'axe du faisceau (Oz). Connaissant son intensité et sa direction, il est aisé de retrouver l'impulsion et la charge de la particule en utilisant le rayon de courbure mesuré à partir des trajectoires reconstruites dans le détecteur de traces.

La partie tonneau du détecteur à pixels utilise trois couches de pixel de silicium placées à 4, 10 et 13 centimètres du point d'interaction qui ont une granularité de $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ pour la première couche et $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ pour les deux suivantes. La partie bouchon du détecteur à pixels est organisée

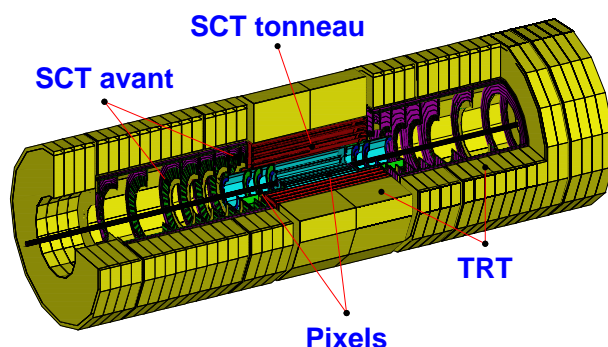


FIG. 2.2 – Le détecteur interne de traces.

en disques orthogonaux à l'axe du faisceau.

Le détecteur à micro-pistes de silicium ou SCT (Semi-Conductor Tracker) est composé de couches de silicium découpées en micro-pistes de $80\ \mu\text{m}$ de large et de quelques centimètres de long. La partie tonneau permet de couvrir un rayon allant de 30 à 52 centimètres. Dans la partie bouchon, les éléments constituant le sous-détecteur SCT sont disposés selon des disques orthogonaux à l'axe du faisceau.

Le détecteur à radiation de transition (appelé aussi TRT pour Transition Radiation Tracker) utilise des tubes à dérives de 4 mm de diamètre permettant d'obtenir environ 36 points de mesure le long de la trajectoire de la particule. De plus, la présence entre les tubes d'un radiateur constitué de fibres en polyéthylène permet l'identification des électrons par émission de rayonnement de transition. Ce détecteur couvre les rayons allant de 50 à 100 centimètres.

Les performances attendues pour le détecteur interne de traces sont les suivantes [24] :

- une efficacité de reconstruction supérieure à 95 % pour les traces isolées de plus de $5\ \text{GeV}/c$,
- une incertitude de l'ordre de 2 mrad sur la mesure des angles polaires,
- une efficacité d'étiquetage des jets beaux de l'ordre de 30 %, et un réjet des jets de quarks légers meilleur que 10,
- une efficacité d'identification (avec le calorimètre électromagnétique) des photons de $p_T > 50\ \text{GeV}/c$ supérieure à 90 %, pour une réjet des électrons (le fond $Z \rightarrow e^+e^-$ pour le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$) et des pions (discrimination γ/π_0) dans la recherche des photons respectivement

plus grande que 500 et 3.

2.2.3 Les calorimètres

Le calorimètre d'ATLAS a pour rôle de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (photons, électrons) ainsi que des jets, jusqu'à $|\eta| = 4.9$. Il est composé de trois parties : le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et les calorimètres vers l'avant. La fig. 2.3 montre le système de calorimétrie d'ATLAS.

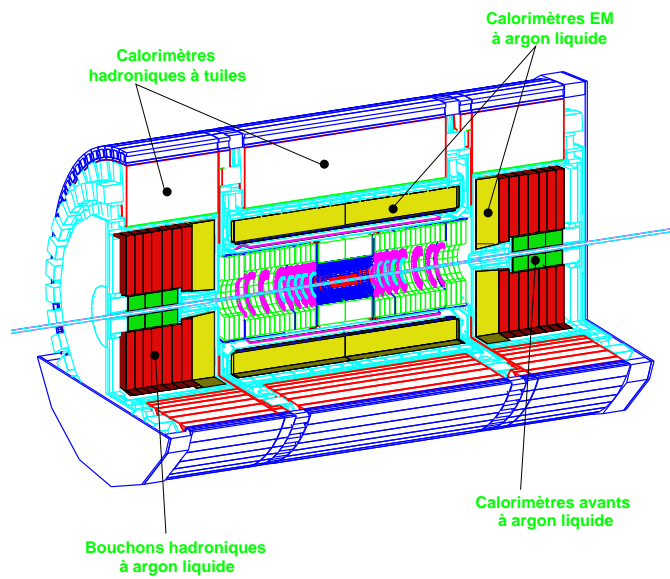


FIG. 2.3 – *Le système de calorimétrie d'ATLAS.*

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est principalement chargé de mesurer l'énergie des photons et des électrons. Il permet de reconstruire la direction des particules et de distinguer un photon isolé de ceux qui proviennent des π_0 . Le calorimètre est composé de deux demi-tonneaux cylindriques et de deux bouchons placés aux extrémités. C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise une technologie basée sur l'argon liquide. La partie tonneau est couplée à un pré-échantillonneur qui permet d'évaluer l'énergie perdue par les électrons dans la matière inerte présente entre le point d'interaction et le calorimètre. Le calorimètre électromagnétique, étant au coeur de mon travail de thèse, sera décrit en détail dans le chapitre suivant.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est utilisé pour mesurer l'énergie des hadrons et participe donc à la mesure de l'énergie des jets. Il est composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.7$) et de deux bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$). La partie tonneau et les deux bouchons utilisent des technologies différentes et ont des granularités différentes. La partie tonneau est un calorimètre à échantillonnage fer/scintillateur [25]. Les scintillateurs sont des pavés de 3 centimètres d'épaisseur appelés tuiles et placés perpendiculairement à l'axe du faisceau.

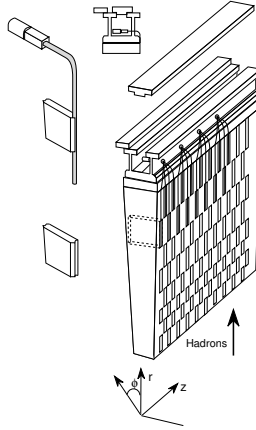


FIG. 2.4 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique tonneau.

Ce calorimètre est constitué de 64 modules avec une géométrie semi-projective afin d'avoir une bonne mesure de la direction des jets. En profondeur, il est subdivisé en trois compartiments. Le signal est collecté, via des fibres optiques, par des photomultiplicateurs installés à l'arrière du calorimètre. Un module du calorimètre à tuile est représenté dans la fig. 2.4.

Les parties bouchons sont deux calorimètres à échantillonnage cuivre/argon liquide [26], technique qui présente l'avantage d'avoir une bonne tenue aux radiations. Ces calorimètres sont organisés en deux roues concentriques ayant une granularité et une fraction d'échantillonnage différentes.

Le calorimètre hadronique permet de couvrir une grande région en pseudo-rapacité ($|\eta| < 4.9$) et a une profondeur suffisante (environ 10 longueurs d'interaction) pour contenir les jets et réduire le fond hadronique dans le spectromètre à muons. Ce détecteur possède également une bonne granularité, soit $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ pour la région à $|\eta| < 3$ et $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ pour les régions à $3 < |\eta| < 4.9$ [22]. Afin d'assurer une bonne reconstruction de l'énergie et de la masse invariante des jets, la résolution sur l'énergie doit être de [25] :

$$\begin{aligned} - \frac{\Delta E}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\% \text{ pour } |\eta| < 3 \\ - \frac{\Delta E}{E} &= \frac{100\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 10\% \text{ pour } 3 < |\eta| < 4.9 \end{aligned}$$

Les calorimètres vers l'avant (FCAL)

Ces calorimètres électromagnétiques et hadroniques offrent une couverture calorimétrique à grande rapidité ($3.1 < |\eta| < 4.9$), nécessaire à l'évaluation de l'énergie transverse totale (notamment pour les particules à faible énergie transverse). Ils se trouvent donc dans un environnement hostile en radiation (environ 10^{16} Gy/an et un flux de neutrons d'environ $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). La technologie choisie doit permettre de faire face à cet environnement. La fig. 2.5 montre que chacun des deux calorimètres vers l'avant est divisé en quatre parties distinctes.

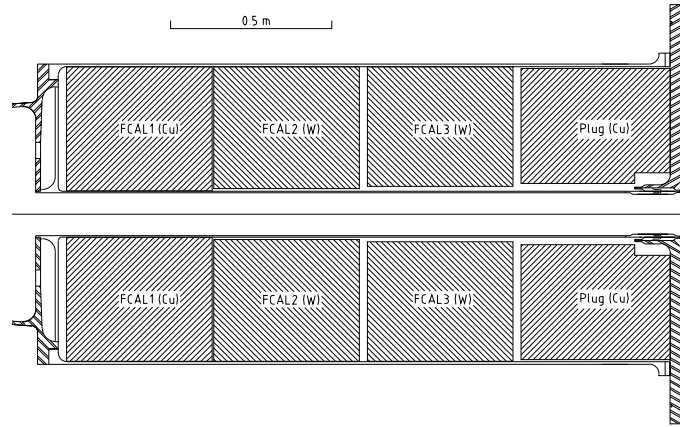


FIG. 2.5 – Coupe transversale de l'un des deux calorimètres vers l'avant.

La partie FCAL1 est un calorimètre Cu/Ar liquide qui permet une bonne reconstruction de l'énergie des électrons. Les parties FCAL2 et FCAL3 sont des calorimètres hadroniques W/Ar liquide. Le quatrième compartiment n'est pas instrumenté et ne sert que de protection pour le spectromètre à muons.

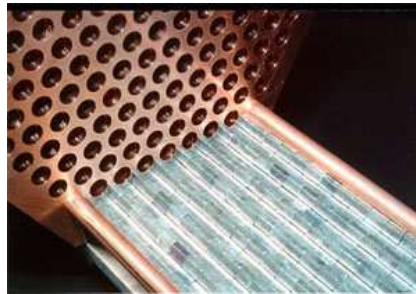


FIG. 2.6 – Insertion des tiges métalliques dans la matrice.

La structure de ces trois compartiments est composée d'une matrice percée de trous de 5 millimètres de diamètre dans lesquels sont insérés des tiges métalliques de 4.5 millimètres de diamètres. L'espace restant est comblé par de l'argon liquide. Une différence de potentiel entre les tiges et la matrice assure la dérive des charges déposées dans l'argon liquide. Une photo de l'insertion des électrodes tubulaires métalliques dans la matrice de tungstène est montrée dans la fig. 2.6.

2.2.4 Le spectromètre à muons

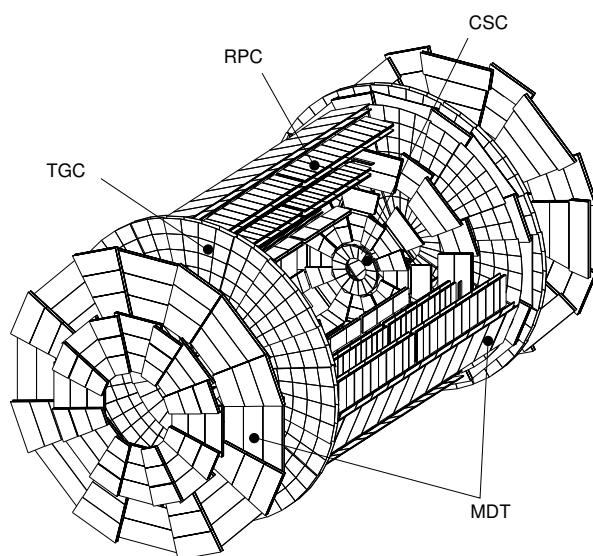


FIG. 2.7 – *Le spectromètre à muons. Les noms des différents types de détecteurs sont expliqués dans le texte.*

Le spectromètre à muons a deux fonctions : d'abord la mesure précise de la trajectoire et de l'impulsion des muons (il constitue donc la partie la plus externe du détecteur), ensuite il participe au déclenchement de niveau 1 (il doit donc posséder un système de réponse rapide). Ce détecteur est couplé à un système d'aimants constitué de 8 bobines, qui produisent un champ magnétique toroïdal. La partie centrale du système d'aimant ($|\eta| < 1.1$) produit un champ intégré de 2.6 Tm; les deux bouchons ($1.1 < |\eta| < 2.6$) fournissent un champ intégré de 6 Tm.

Les performances attendues sont les suivantes :

- une efficacité d'identification d'environ 90% pour les muons qui ont une impulsion transverse $p_T > 6 \text{ GeV}/c$,
- une résolution sur l'impulsion transverse de $\frac{\Delta p_T}{p_T} \simeq 1\%$,
- une résolution spatiale $\sigma \simeq 60 \mu\text{m}$.

Pour accomplir ses différentes fonctions, le spectromètre à muons utilise différents types de détecteurs [27]. Pour assurer la mesure des trajectoires, la partie tonneau est formée de trois cylindres concentriques comportant des chambres MDT (Monitored Drift Tubes) et les bouchons sont composés de quatre disques de chambres MDT. Pour les régions à très grande pseudo-rapacité, des chambres proportionnelles CSC (Cathode Strip Chambers) sont également utilisées. La partie impliquée dans le déclenchement de niveau 1 est constituée d'un système de RPC (Resistive Plate Chambers) pour la partie centrale et de TGC (Thin Gap Chambers) vers l'avant. La fig. 2.7 montre le système du spectromètre à muons dans son ensemble.

2.2.5 Le système de déclenchement

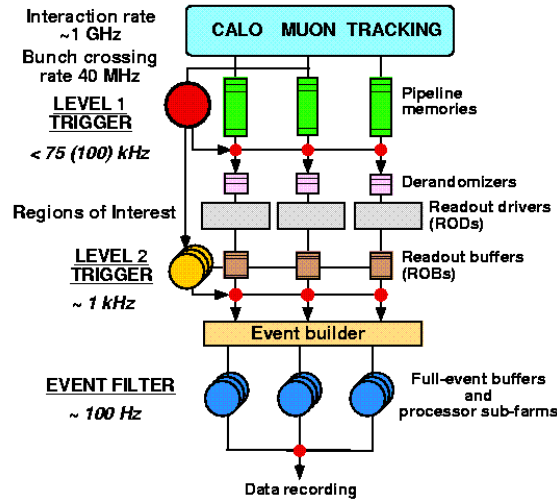


FIG. 2.8 – L'architecture du système de déclenchement d'ATLAS.

Le grand nombre d'interactions produit au LHC impose un système de déclenchement très rapide, capable de sélectionner des événements rares parmi le taux important d'interactions. Avec un détecteur comportant un nombre

aussi élevé de canaux (environ 10^8 voies pour le détecteur interne de traces, 10^5 dans les calorimètres et 10^6 dans le spectromètre à muons), la taille attendue d'un événement est environ 1 Mb. Les exigences sur la capacité de stocker des données et sur la puissance de calcul, impose de limiter les taux d'événements enregistrés à environ 100 Hz, pour cette taille d'événements. Pour y parvenir, le système de déclenchement est subdivisé en trois niveaux de prise de décision. L'architecture du système de déclenchement est présenté dans la fig. 2.8.

Déclenchement de niveau 1

Le déclenchement de niveau 1 [28] opère à la fréquence de croisement des paquets de protons (40 MHz). Il a pour vocation de faire une présélection des signatures et des régions physiques intéressantes (RoI). Ces régions sont ensuite soumises au niveau 2. Au premier niveau de déclenchement des objets simples (muons, dépôt d'énergie dans les calorimètres) sont reconstruits à l'aide des informations des calorimètres et du spectromètre à muons. Les événements sont sélectionnés selon des critères de multiplicité, d'isolation, d'énergie totale et transverse et d'impulsion transverse. Le temps de calcul nécessaire pour la tâche du niveau 1 est d'environ $2 \mu\text{s}$, les données étant stockées dans une mémoire analogique type pipeline. Une fois l'événement accepté, il est traité à l'aide des ROD (Read Out Drivers) qui lisent, mettent en forme les signaux et calculent l'énergie recueillie dans les calorimètres. Après le déclenchement de niveau 1, le taux d'événement est réduit à 75 kHz et les données sont stockées dans une mémoire en attendant la décision du niveau 2.

Déclenchement de niveau 2

Au niveau 2, à partir des régions d'intérêt (ROI) sélectionnées par le niveau 1, il est possible de reconstruire des objets plus complexes, en utilisant aussi le détecteur interne de traces, qui deviennent des candidats électrons, photons, muons et jets. Il est maintenant possible de reconstruire des grandeurs, comme par exemple la masse invariante d'une paire de leptons et d'identifier des processus plus complexes. Le temps de calcul est d'environ 10 ms pour un taux de sélection de 1 kHz.

Les critères de sélection des électrons et des muons lors de la prise de décision de niveau 2 sont :

- 2 électrons isolés de $p_T > 15 \text{ GeV}$ ou 1 électron isolé de $p_T > 25 \text{ GeV}$
- 2 muons de $p_T > 10 \text{ GeV}$ ou 1 muon isolé de $p_T > 20 \text{ GeV}$

Déclenchement de haut niveau

Le niveau de déclenchement 3, appelé filtre d'événements (EF), constitue l'étape où l'événement est entièrement reconstruit. Le taux d'événements est réduit à la valeur de 100 Hz. Après les trois niveaux de déclenchement la quantité de données à enregistrer et à conserver demeure considérable et représente environ 10 TBytes/jour pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Ce chapitre décrit d'abord les principes de bases de la calorimétrie électromagnétique. Les performances attendues pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS sont ensuite présentées, ainsi que la manière dont le signal est produit et collecté.

3.1 La calorimétrie électromagnétique

3.1.1 Principe et processus d'interaction

Un calorimètre électromagnétique à échantillonnage est un détecteur constitué d'une succession de plaques d'absorbeur et d'un milieu actif. Comme on le verra par la suite, le plomb et l'argon liquide ont respectivement été choisis comme absorbeur et milieu actif pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Un calorimètre électromagnétique a pour vocation principale de mesurer l'énergie des électrons, des positons ainsi que des photons. Les processus d'interaction de ces particules avec la matière sont différents suivant leur nature et leur énergie.

A une énergie inférieure à l'énergie critique, E_c , du matériau du détecteur, les processus dominants d'interaction des électrons (et des positons) sont l'ionisation et l'excitation du milieu; à une énergie supérieure à E_c le processus dominant devient le rayonnement de freinage ("bremsstrahlung"). L'énergie critique s'obtient par la formule empirique approchée :

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z}, \quad (3.1)$$

où Z est le nombre atomique du matériau traversé. La perte d'énergie par unité de longueur dans le plomb des électrons et des positons en fonction de l'énergie des particules incidentes est représenté en fig. 3.1. La figure montre que pour une énergie supérieure à environ 10 MeV le bremsstrahlung est le processus dominant dans le plomb.

Les phénomènes principaux d'interaction des photons avec la matière sont : l'effet photo-électrique, l'effet Compton et la création de paires e^+e^- . La fig. 3.2 montre la probabilité d'interaction des photons en fonction de leur énergie pour ces différents processus. La création de paires e^+e^- (qui a une énergie de seuil de 1.2 MeV) devient le processus dominant pour des photons de quelques MeV interagissant dans le plomb.

A la suite des processus décrits, un électron ou un photon de haute énergie produit dans la matière une gerbe électromagnétique car la succession de processus de bremsstrahlung et de création de paires augmente le nombre de particules issues des interactions. La multiplication du nombre de particules s'arrête lorsque le processus d'ionisation devient dominant.

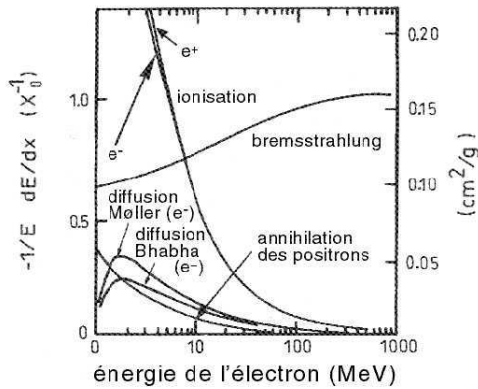


FIG. 3.1 – *Énergie perdue par unité de longueur par les électrons dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus [29].*

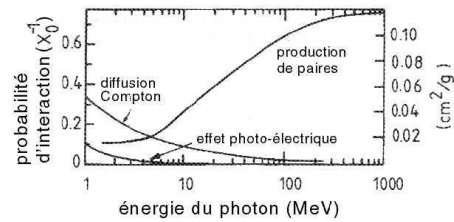


FIG. 3.2 – *Probabilité d'interaction des photons dans le plomb en fonction de l'énergie incidente pour différents processus [29].*

Pour décrire de façon indépendante du matériau le développement de la gerbe on introduit le concept de longueur de radiation, X_0 , définie comme l'épaisseur de matériau après laquelle l'énergie d'un électron est réduite d'un facteur e par rayonnement de freinage. Une expression approchée de la longueur de radiation est donnée par l'équation 3.2, où Z est le nombre atomique et A

est le nombre de masse atomique du matériau traversé [9].

$$X_0 \simeq \frac{716.6A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} (\text{g.cm}^{-2}) \quad (3.2)$$

Pour les photons, la longueur correspondant au libre parcours moyen dans la matière, avant la création d'une paire correspond à :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.3)$$

Le chemin parcouru par un photon, avant interaction, est environ 30% plus long que celui d'un électron.

3.1.2 Paramétrisation de la gerbe électromagnétique

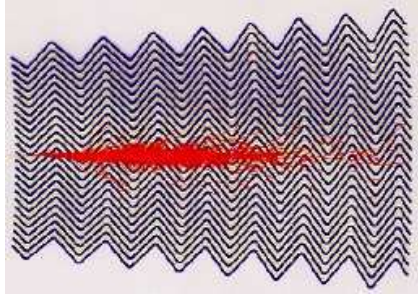


FIG. 3.3 – *Simulation du développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique.*

Les dimensions caractéristiques longitudinales et transverses de la gerbe électromagnétique sont des paramètres importants pour choisir la segmentation latérale et la taille du détecteur, permettant d'obtenir une identification des électrons et des photons et une reconstruction optimale de leur énergie. Une vue latérale d'une simulation (Geant 3) d'une gerbe électromagnétique est donnée dans la fig. 3.3.

Le développement d'une gerbe initiée par un hadron est déterminé par les processus d'interactions fortes. Sa forme est différente par rapport à une gerbe électromagnétique et permet déjà, avec le seul calorimètre électromagnétique, de distinguer les hadrons des particules électromagnétiques. De plus la combinaison des calorimètres hadronique et électromagnétique permet la séparation entre les particules électromagnétiques et les jets.

Développement longitudinal

Le développement longitudinal d'une gerbe initiée par une particule électromagnétique d'énergie E_0 est décrite par la formule approchée suivante [30] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.4)$$

où t est la profondeur de la gerbe en unité de longueur de radiation, et a et b sont deux paramètres dépendants de la nature et de l'énergie de la particule incidente, ainsi que du matériau traversé. Le maximum de cette fonction a une dépendance logarithmique en fonction de l'énergie de la particule incidente, ce qui permet d'avoir, même à haute énergie, des détecteurs relativement compacts. Comme exemple, en moyenne 98% de l'énergie d'un électron de 100 GeV est contenue dans $25X_0$.

Développement latéral

Le développement latéral de la gerbe est dû aux processus de diffusion des électrons et à la faible section efficace des photons de quelques MeV. Il est caractérisé par le rayon de Molière donné par la formule suivante :

$$R_M = \frac{21MeV}{E_c} X_0(\text{g.cm}^{-2}) \quad (3.5)$$

Un cylindre de rayon R égal à $2R_M$ contient, en moyenne, 95% de la gerbe.

3.1.3 Paramétrisation de la résolution en énergie d'un calorimètre à échantillonnage

La résolution en énergie d'un calorimètre à échantillonnage est généralement paramétrée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.6)$$

Le premier terme, terme stochastique, dépend des fluctuations sur la répartition de l'énergie déposée entre le milieu absorbeur et le milieu détecteur, et représente donc la résolution intrinsèque du calorimètre. Le terme b , terme "de bruit", est dû principalement au bruit électronique et aux effets d'empilement. Le terme c , terme constant, dépend des non-uniformités de la réponse de calorimètre et est dominant à haute énergie.

L'étude présentée dans la deuxième partie de ce rapport vise à étudier les non-uniformités de la réponse du calorimètre et donc à évaluer le terme constant de la résolution en énergie.

3.2 Performances requises du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

La physique étudiée au LHC requiert des détecteurs avec d'excellentes performances [22], notamment pour la mesure précise des énergies et des angles.

La collaboration a choisi de mettre au point un calorimètre électromagnétique à échantillonnage basé sur la technologie Pb/Ar.

Les choix de la technique de détection, de la géométrie et de l'électronique de lecture pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS ont été guidés par les considérations suivantes :

- pour étudier les processus avec énergie manquante, il faut que le calorimètre ait une très bonne *herméticité*. Ceci implique notamment une grande couverture en η .
- pour minimiser les fuites à l'arrière des gerbes électromagnétiques de haute énergie, une *grande profondeur*, de l'ordre de 24 à 26 X_0 , est nécessaire.
- dans le but de différencier les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques, le calorimètre doit avoir une bonne *segmentation latérale, longitudinale et azimutale*.
- la grande fréquence des collisions (40 MHz) et la luminosité élevée du LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), imposent de choisir une technique de détection qui permet une *réponse rapide*, ainsi qu'une électronique rapide.
- une électronique dotée d'une *grande dynamique* est requise pour mesurer des dépôts d'énergie allant de 50 MeV (bruit électronique typique d'une voie) à 2.5 TeV (énergie maximum approximative d'un électron produit par la désintégration d'un boson Z' de 5 TeV).
- de plus, étant donné l'environnement chargé en radiation (flux de neutrons très intense) du LHC, il est nécessaire de choisir un détecteur avec une très bonne *tenue aux radiations*.

Le calorimètre électromagnétique doit avoir une très bonne *résolution en énergie*. Des études précédentes [18] [22] ont permis d'établir des valeurs limites sur les paramètres de la résolution en énergies définie précédemment : $a \leq 10 \%$, $b \leq 300 \text{ MeV}$ et $c \leq 0.7 \%$ [22]. Un des sujets de ma thèse est l'évaluation du terme constant global du calorimètre. Un petit terme constant est nécessaire, en particulier pour détecter les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ parmi les événements QCD. Une autre mesure pour laquelle un contrôle du terme

constant est requis est la détermination de la largeur du $Z' \rightarrow e^+e^-$. La mesure de ce paramètre pourra être effectuée seulement si la résolution du détecteur est plus petite que sa largeur intrinsèque du Z' .

Le terme constant global dépend de la contribution des termes constants dits locaux, qui correspondent à des zones de largeur $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ égales à 0.2×0.4 (444 zones au total). Compte tenu des procédures de construction et d'étalonnage, la valeur attendue de chacun de ces termes constants est $\leq 0.5\%$. Les différentes contributions au terme constant local sont présentées dans le tableau 3.1

Origine		Contribution
Mécanique ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,4$)	absorbeurs	$< 0,2 \%$
	espacement électrode/absorbeur	$< 0,15 \%$
	modulation en φ	$< 0,2 \%$
Étalonnage ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,4$)	mesure de l'amplitude	$< 0,25 \%$
	stabilité	$\sim 0,1 \%$
	différences physique/étalonnage	$< 0,3 \%$
Autres (terme global)	impuretés dans l'argon	$< 0,1 \%$
	variations de température	$\sim 0,2 \%$
	variations de haute tension	$< 0,1 \%$
Total		$\sim 0,55 \%$

TAB. 3.1 – Contributions au terme constant local du calorimètre électromagnétique tonneau.

Les contributions d'origine mécanique sont indépendantes du temps et sont gardées dans les limites de tolérance par des mesures effectuées lors de l'assemblage des modules [31]. La pollution de l'argon liquide et les variations de température ont une influence sur l'amplitude du signal d'ionisation, mais le choix de l'utilisation d'argon liquide permet de garder ces contributions relativement faibles et constantes au cours du temps. De plus, le système d'étalonnage, décrit dans la deuxième partie, permet d'étalonner la chaîne de lecture de manière très précise, ce qui assure une contribution minimale à la mesure de l'amplitude du signal.

Durant la période de fonctionnement d'ATLAS au LHC, un inter-étalonnage des 440 régions sera effectué en utilisant les nombreux événements $Z \rightarrow e^+e^-$ (fréquence de l'ordre de 1 Hz). Un ajustement de la masse invariante des deux électrons sur la masse du Z devra permettre d'atteindre la valeur requise pour le terme constant global ($\leq 0.7\%$). Après deux jours de prise de

données à basse luminosité, on pourra atteindre un terme constant de l'ordre de 0.6% [22].

La résolution angulaire joue aussi un rôle important [32]. Afin de pouvoir reconstruire avec précision la masse invariante des deux photons provenant de la désintégration du Higgs pour ne pas détériorer la largeur du signal, le calorimètre doit avoir une *résolution angulaire* telle que : $\sigma_{angl} \leq \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}}$.

3.3 Description géométrique du calorimètre à argon liquide d'ATLAS

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [18] [26] est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu absorbeur est constitué de plomb et le milieu actif est de l'argon liquide. Le choix de ces matériaux résulte d'un compromis entre performances requises et coût. Le plomb a l'avantage d'avoir une courte longueur de radiation ($X_0 = 0.56 \text{ cm}$), ce qui permet d'avoir un détecteur compact. L'argon est un élément noble qui possède une très grande stabilité chimique et une haute tenue aux radiations. Sous forme liquide, l'argon a une longueur de radiation plus courte par rapport à sa forme gazeuse.

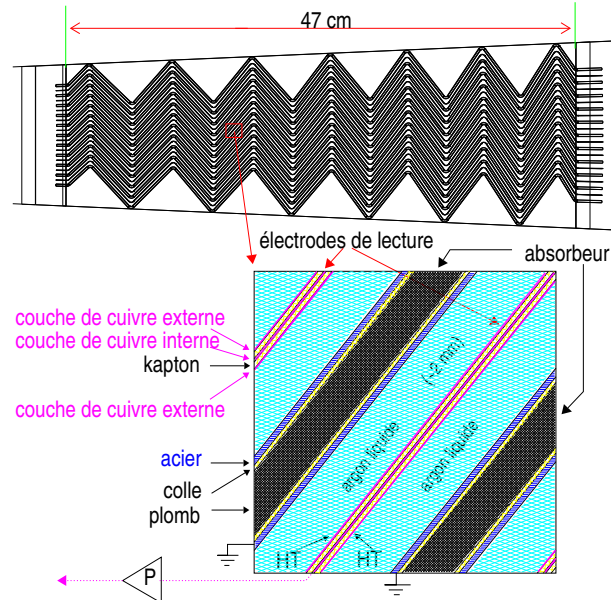


FIG. 3.4 – *Détail des différentes couches du calorimètre.*

Le calorimètre électromagnétique est composé de deux sous parties : une partie tonneau couvrant la région à $|\eta| < 1.474$, et deux parties bouchons couvrant les régions telles que $1.375 < |\eta| < 3.2$.

Les particules chargées de la gerbe électromagnétique déposent une partie de leur énergie en ionisant l'argon liquide. Les charges d'ionisation sont récupérées en appliquant un champ électrique entre une électrode et un absorbeur. Les électrodes et les absorbeurs possèdent une géométrie en accordéon afin d'assurer une bonne herméticité suivant φ [33]. La fig. 3.4 montre la structure en accordéon du calorimètre.

La fig. 3.4 montre également un détail de la séquence absorbeur/argon liquide/électrode. La structure se décompose en 3 parties : un **absorbeur de plomb** recouvert d'acier inoxydable (afin d'assurer une bonne tenue mécanique), relié à la masse, un espace contenant l'argon liquide et une **électrode**. Les absorbeurs et les électrodes sont maintenus à distance les uns des autres par une structure en nid d'abeille.

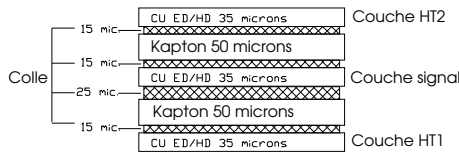


FIG. 3.5 – Coupe transversale des électrodes du calorimètre électromagnétique à argon liquide.

La fig. 3.5 montre le détail de la structure en couches de l'électrode. L'électrode est composée de trois couches de cuivre séparées par des couches de kapton. Les couches externes jouent le rôle de cathode et sont donc reliées à la haute tension. La couche interne est l'électrode de lecture du signal.

Le calorimètre est segmenté longitudinalement en trois compartiments. Le **compartiment avant**, le premier en partant du point d'interaction, a une granularité en η très fine et permet de reconstruire précisément le point d'impact de la particule. Le **compartiment milieu** a une profondeur d'environ $16 X_0$ et contient la majorité de la gerbe : environ 80% de l'énergie d'un électron de 250 GeV est déposée dans ce compartiment. Combiné au premier compartiment il permet de reconstruire l'angle d'incidence de la particule. Dans le cas où l'énergie de la particule incidente n'est pas entièrement contenue dans le calorimètre, le **compartiment arrière** peut être utilisé pour évaluer la quantité d'énergie perdue par fuite à l'arrière.

Les électrodes de lecture sont segmentées en profondeur principalement pour

la reconstruction de la direction des gerbes électromagnétiques et la discrimination entre les électrons et les hadrons. Elles sont segmentées latéralement afin d'identifier et de reconstruire efficacement les particules très proches les unes des autres.

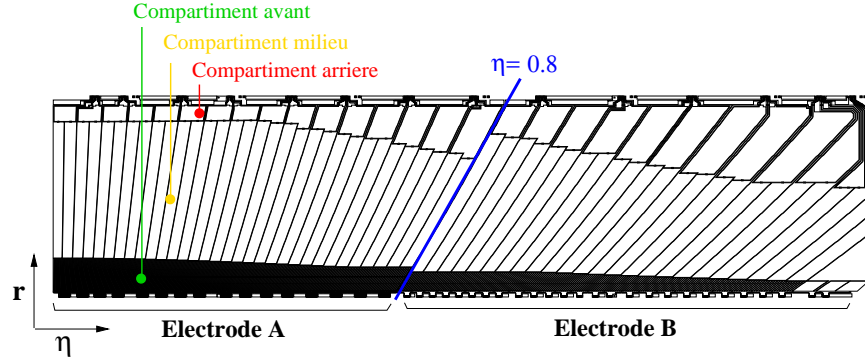


FIG. 3.6 – *Segmentation latérale et longitudinale de la couche signal d'une électrode de la partie tonneau.*

La fig. 3.6 donne une vue de la couche signal des électrodes. Le signal produit dans chacun des pavés de l'électrode est acheminé par de fines bandes de cuivres (placées sur l'électrode entre les pavés) vers les connecteurs situés sur la face à petit rayon pour le compartiment avant et sur la face à grand rayon pour les compartiments milieu et arrière. Les capacités de détection des pavés de l'électrode varient de 160 pF pour le compartiment avant à 2 nF pour l'arrière. Les dimensions des pavés définissent la taille des cellules de lecture selon η .

3.3.1 Le tonneau

La partie tonneau du calorimètre électromagnétique est composé de deux demi-roues ($z < 0$ et $z > 0$). Chacune des demi-roues est composée de 16 modules. La fig. 3.7 montre une vue projective d'une demi roue dans son cryostat. On voit sur cette figure l'utilité de la géométrie accordéon qui confère une couverture complète azimuthalement. Le calorimètre est associé à une pré-échantillonneur, placé en amont qui permet d'évaluer les pertes d'énergie dans la matière inerte du détecteur.

La fig. 3.8 montre la segmentation selon η et φ d'une portion de la partie tonneau du calorimètre. On voit la différence de granularité suivant le com-

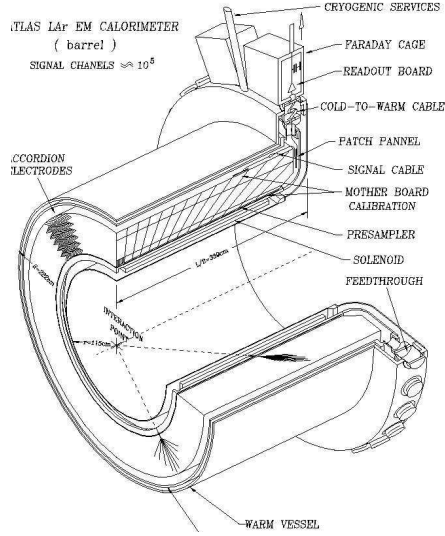


FIG. 3.7 – Représentation d'une demi-roue de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique dans son cryostat.

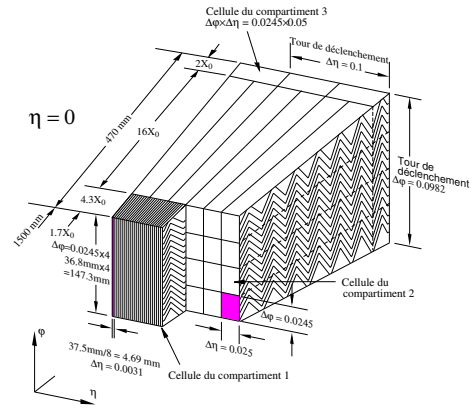


FIG. 3.8 – Représentation de la segmentation longitudinale et radiale d'une portion de la partie tonneau de calorimètre.

	Pré-échantillonneur	Calorimètre
Couverture	$ \eta < 1.52$	$ \eta < 1.475$
Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\varphi$)	0.025×0.1	
1 ^{er} compartiment		0.003×0.1
2 ^{eme} compartiment		0.025×0.025
3 ^{eme} compartiment		0.05×0.025

TAB. 3.2 – Dimensions des cellules de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

partiment considéré. Les dimensions des cellules de chaque compartiment sont résumées dans le tableau 3.2.

L'épaisseur d'un absorbeur, vue par une particule traversant le détecteur à $\eta = 0$ est de 1.5 mm. Si la plaque d'absorbeur a une épaisseur constante, par un effet d'angle la quantité de plomb traversée par la particule augmente avec sa pseudo-rapacité et si l'épaisseur de matière active est aussi constante, le terme d'échantillonnage varie comme $\frac{1}{\sqrt{\cosh \eta}}$. Cela cause une variation de la résolution en énergie en fonction de η . Pour réduire cet effet, l'épaisseur de plomb est portée à 1.1 mm au-delà 0.8 (fig. 3.6), tandis que l'épaisseur d'argon reste de 2.1 mm. De même, la géométrie des électrodes de lecture varie aussi au passage à $\eta = 0.8$. La quantité de matière en terme de longueur de radiation est presque constante en fonction de η à une distance du point d'interaction correspondant à la fin du compartiment milieu.

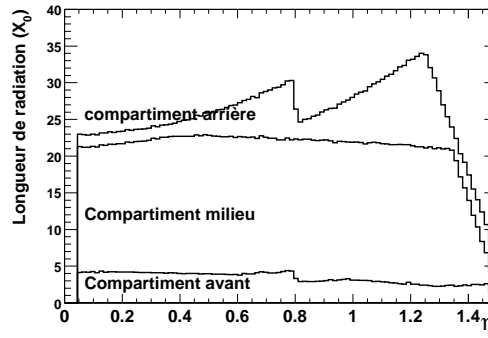


FIG. 3.9 – Variation de la profondeur de chaque compartiment en fonction de η .

La fig. 3.9 montre les variations de longueur de radiation en fonction de η pour chacun des trois compartiments de la partie tonneau du calorimètre. A cause de la variation du facteur d'échantillonnage à $\eta = 0.8$, l'électrode est composée, dans le tonneau, de deux parties, l'électrode dite "A" couvre les régions à $\eta < 0.8$, l'électrode "B" couvre les régions à $\eta > 0.8$.

Le champ électrique, appliqué dans l'argon afin de recueillir les charges, est de 10 kV.cm^{-1} , ce qui correspond à une tension entre les couches externes des électrodes et les absorbeurs de 2000 V. La haute tension est délivrée par l'arrière de l'électrode pour un secteur correspondant à $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$. Les deux cotés de l'électrode sont alimentés séparément, pour avoir une redondance.

3.3.2 Les bouchons

Les "bouchons" du calorimètre électromagnétique utilisent la même technologie et la même géométrie en accordéon que la partie tonneau. Ils sont contenus dans un cryostat commun avec le calorimètre hadronique "bouchon". Les calorimètres électromagnétiques bouchons sont constitués de deux roues coaxiales, chacune composée de 8 modules. La fig. 3.10 représente une vue projective d'une roue du calorimètre. Ce calorimètre couvre les régions $1.375 < |\eta| < 3.2$.

La géométrie des bouchons est sensiblement plus complexe que celle des tonneaux : l'amplitude des plis de l'accordéon ainsi que l'épaisseur de l'espace entre les absorbeurs et électrodes augmentent avec le rayon. A cause de cette géométrie particulière, la tension appliquée sur les couches externes des électrodes varie selon six zones afin de minimiser les variations du champ électrique dans l'argon liquide. Les valeurs nominales (calculées afin d'optimiser la résolution en énergie) de l'épaisseur des absorbeurs et de la couche d'argon liquide sont présentées dans le tableau 3.3

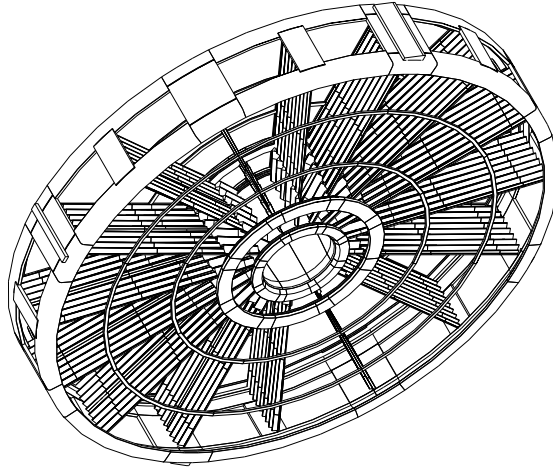


FIG. 3.10 – *Vue projective d'une roue du calorimètre électromagnétique bouchon.*

Pseudo-rapidité	Epaisseur de plomb	Epaisseur d'argon
$1.375 < \eta < 2.5$	$1.7mm$	$2.8 - 0.9mm$
$2.5 < \eta < 3.2$	$2.2mm$	$3.1 - 1.8mm$

TAB. 3.3 – *Epaisseur des absorbeurs de plomb et de l'argon liquide dans le calorimètre électromagnétique bouchon.*

3.4 Formation et lecture du signal

3.4.1 Signal d'ionisation

Les particules traversant le milieu actif ionisent l'argon et produisent une distribution uniforme d'électrons et d'ions positifs le long de leur trajectoire. Les électrons dérivent vers l'électrode à une vitesse de quelques millimètres par nanoseconde, tandis que les ions dérivent vers l'absorbeur, à une vitesse 10^5 fois plus lente. Le courant $I_{phys}(t)$ induit sur les électrodes est de forme triangulaire :

$$I_{phys}(t) = I_{phys}^0 \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (3.7)$$

où I_{phys}^0 représente l'intensité maximale, proportionnelle à la charge déposée dans l'argon et t_d est le temps maximal de dérive des électrons dans l'argon liquide (dans notre cas de l'ordre d'environ 400 ns). Le principe de formation ainsi que l'allure du signal sont représentés dans la fig. 3.11.

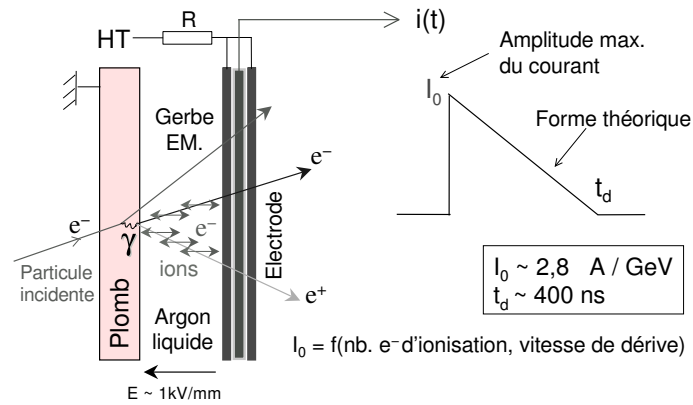


FIG. 3.11 – *Principe de formation du signal dans le calorimètre et forme typique du signal récolté au niveau des électrodes.*

Les signaux produits sont collectés par des *cartes sommatriques*, directement connectées aux électrodes. Elles sont utilisées pour sommer les contribu-

tions de plusieurs électrodes, selon la granularité requise. Par exemple, quatre électrodes correspondent à une cellule en φ du compartiment milieu ou arrière et seize correspondent à une cellule du compartiment avant. Les cartes sommatriques supportent les *cartes mères*. Chaque carte mère couvre une région $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$. Les cartes sont représentées sur la fig. 3.12. Les câbles électriques sont acheminés du calorimètre vers l'extérieur du cryostat via des traversées étanches (appelées *feed-through*). On voit ces traversées étanches sur la fig. 3.7.

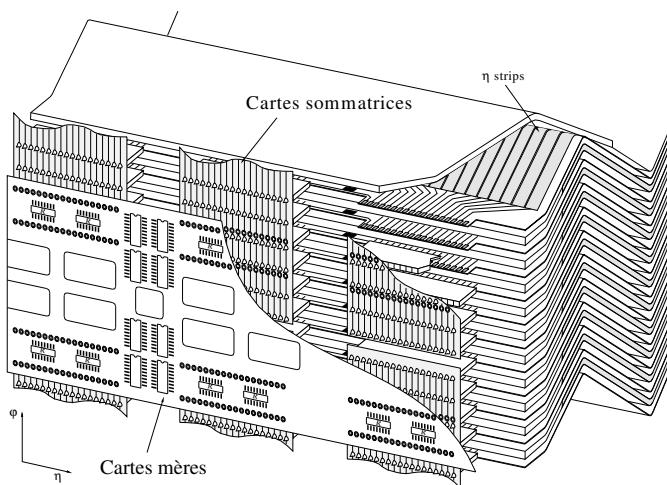


FIG. 3.12 – Disposition des cartes sommatriques et des cartes mères sur un module du calorimètre.

L'intensité du signal produit est sensible à la densité de l'argon liquide et donc à sa température, une variation de 1 Kelvin engendre une variation de courant de l'ordre de 2%. L'amplitude du signal est aussi sensible aux impuretés présentes dans l'argon, qui sont sources de captures électroniques et de recombinaison. Des sondes de température et d'impuretés sont installées sur le calorimètre afin de contrôler ces paramètres.

3.4.2 Chaîne de lecture

La chaîne de lecture du calorimètre est composée de différents dispositifs électroniques :

- une électronique passive, proche du détecteur permettant de regrouper les canaux de lecture et de distribuer les signaux d'étalonnage (cette partie est principalement composée des cartes sommatriques et des cartes mères),

- une électronique active, située dans un châssis (Front End Crate) attaché aux traversées étanches, qui permet d'adapter les signaux aux conditions du LHC, de former les signaux de déclenchement de premier niveau et d'assurer leur synchronisation avec la fréquence de croisement des paquets de protons du LHC de 40 MHz,
- une électronique de calcul analogique chargée du déclenchement de niveau 1 proprement dit. Cette troisième partie, située à l'extérieur du détecteur, est composée d'un système de CPU afin de reconstruire l'énergie après la prise de décision du système de déclenchement.

Les dispositifs d'étalonnage, de pré-amplification, de mise en forme, de stockage, de conversion numérique, et de reconstruction d'énergie seront décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Les tests en faisceau

Ce chapitre décrit l'appareillage expérimental utilisé pour les tests en faisceau d'un module prototype, appelé M00, et de quatre modules de série du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS : M13, M10, P15 et P13. Ces tests ont eu lieu entre 1999 et 2002. Le principe d'étalonnage du détecteur est décrit, ainsi que le traitement du signal, depuis sa production au niveau du détecteur et jusqu'au calcul final de l'énergie.

Le but de ces tests est de soumettre un certain nombre de modules du calorimètre à un faisceau d'électrons et de photons afin d'étudier la réponse du détecteur, notamment sa résolution en énergie, sa linéarité et l'uniformité de sa réponse. Les études décrites dans cette partie portent principalement sur la mesure de l'uniformité et sur l'évaluation du terme constant de la résolution en énergie de trois des modules de série du calorimètre (M10, P15 et P13) et représentent la partie principale expérimentale de mon travail de thèse.

4.1 Dispositif expérimental

4.1.1 Production du faisceau d'électrons

Les résultats présentés dans ce rapport ont été obtenus avec un faisceau d'électrons : la fig. 4.1 montre les différents accélérateurs du CERN impliqués dans sa production. Un faisceau de protons, accéléré à une énergie de 50 MeV par un accélérateur linéaire (Linac) est injecté dans le Booster (PSB) qui porte son énergie à 1 GeV. Le synchrotron à proton (PS) prend le relais et amène l'énergie des protons à 26 GeV. Le faisceau de protons est ensuite envoyé dans un deuxième synchrotron à protons (SPS) pour être accéléré à

l'énergie finale de 450 GeV.

Ce faisceau "primaire" bombarde une cible et produit une gerbe hadronique. Parmi les différentes particules produites dans la cascade, les électrons provenant de la conversion des photons émis lors de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sont sélectionnés et forment un faisceau "secondaire" d'une énergie ajustable entre 10 GeV et 300 GeV.

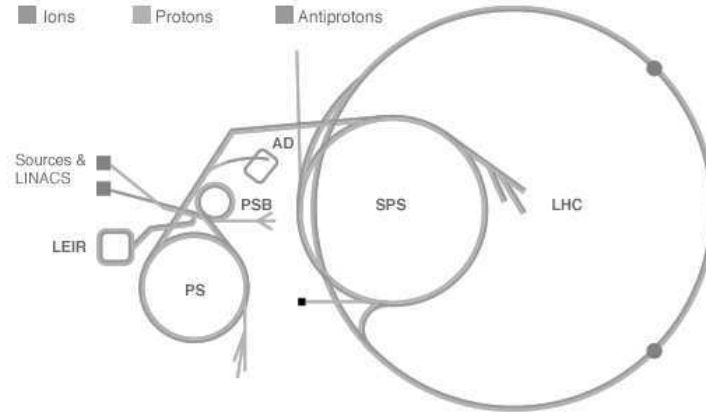


FIG. 4.1 – La chaîne d'accélérateurs du CERN.

4.1.2 Les chambres à fils et les scintillateurs

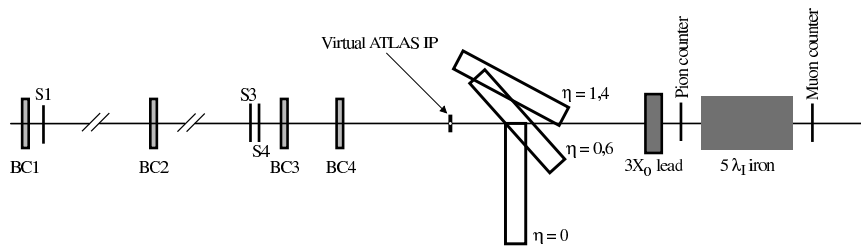


FIG. 4.2 – La ligne de faisceau H8.

La fig. 4.2 montre le système de détecteurs de la ligne de faisceau H8 (zone nord du CERN, site de Préveessin) utilisée pour les tests. Ce dispositif est décrit en détail dans [34]. Il est composé de 3 scintillateurs (indiqués par

les symboles S1, S3 et S4) qui sont utilisés en coïncidence pour le déclenchement de la prise de données. La taille des deux derniers scintillateurs ($4 \times 4 \text{ cm}^2$) définit la dimension du faisceau. Deux scintillateurs supplémentaires sont utilisés en aval du cryostat : le premier est placé après une épaisseur de plomb de $3 X_0$ et sert au rejet des pions; le deuxième est situé après un bloc de fer et sert au rejet des muons.

De plus, la ligne de faisceau comporte 4 chambres à fils BCH1, BCH2, BCH3 et BCH4, chacune avec deux plans de fils : un plan horizontal et l'autre vertical. La résolution spatiale de ces chambres est de quelques centaines de micromètres dans les deux directions. Elles sont utilisées afin de mesurer la trajectoire des particules du faisceau.

Contrairement à ce qui se passera auprès du LHC, le système de déclenchement est asynchrone par rapport à l'horloge à 40 MHz, qui échantillonne le signal produit par le passage des particules dans le détecteur. Le temps entre un déclenchement et le début d'un cycle de l'horloge est mesuré par un TDC (Time Digital Converter) avec une précision de 50 ps.

4.1.3 Le cryostat

Les modules testés sont placés dans un cryostat, fig. 4.3, qui est posé sur une table pivotante permettant des rotations selon η et φ , tout en conservant la projectivité des cellules du calorimètre. La fig. 4.2 montre les possibilités de rotation selon η de la table, ainsi que le point d'interaction virtuel d'ATLAS.

Le module est maintenu en place dans le cryostat grâce à une structure placée à l'avant du calorimètre. Les câbles électriques pour le signal, l'étalonnage et la haute tension sont acheminés vers l'extérieur du cryostat via des traversées (FT). Par convention, le FT-1 couvre les régions $0 < \varphi < 0.2$ et le FT0 couvre $0.2 < \varphi < 0.4$. Seul le FT0 possède des connecteurs plaqué-or identiques aux connecteurs utilisés dans ATLAS.

Afin de contrôler les effets de la température, des sondes sont disposées en divers endroits du module. La sensibilité de ces capteurs est de l'ordre de 10 mK.

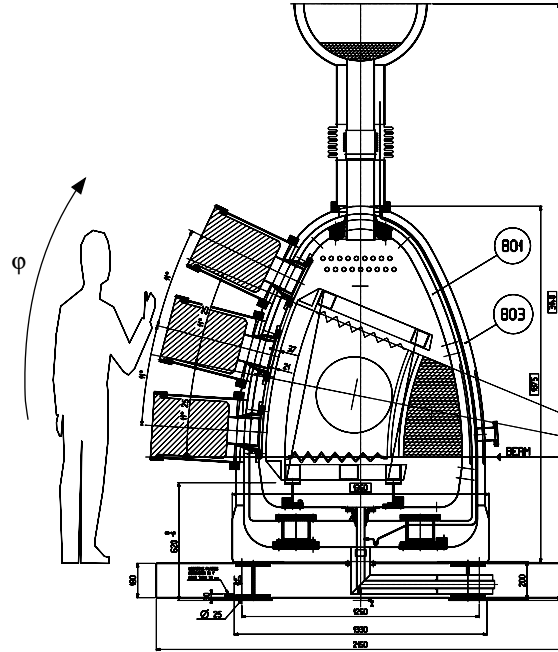


FIG. 4.3 – Coupe transversale du cryostat utilisé durant les tests en faisceau.

4.2 Prises de données

Lors des tests en faisceau, un module prototype et quatre modules de série ont été étudiés. La prise de données en faisceau test consiste en une série de séquences (runs) d'acquisition de données prises dans des conditions fixes. Dans chaque run, le faisceau pointe vers le centre d'une cellule du compartiment milieu. La dimension du faisceau selon η et φ est de l'ordre de la taille d'une cellule du compartiment milieu. Plusieurs énergies du faisceau d'électrons ont été utilisées ($10 \text{ GeV} < E_{\text{faisceau}} < 245 \text{ GeV}$). Il y a trois types de séquences d'acquisition :

- les runs de piédestaux, dans lesquels l'acquisition avait lieu entre les paquets d'électrons afin d'évaluer le bruit électronique,
- les runs d'étalonnage, dont le principe et l'utilisation seront décrits plus tard,
- les runs dits "de physique", qui comprennent deux types d'événements : le premier type d'événements consiste à déclencher l'acquisition en coïncidence avec le passage d'une particule dans le détecteur, le second type d'événement consiste à enregistrer des événements déclenchés de façon aléatoire afin d'évaluer le bruit électronique.

Pour toute l'étude présentée dans cette thèse, les valeurs de η et φ seront exprimées en unités de cellules du compartiment milieu ($\Delta\varphi = 0.025$ rad, et $\Delta\eta = 0.025$).

4.3 Chaîne de lecture du signal

Comme nous l'avons dit dans le chapitre 3, le signal récolté par les cartes sommatriques et les cartes mères est acheminé à l'extérieur du cryostat par les feed-throughs.

4.3.1 Pré-amplification et mise en forme

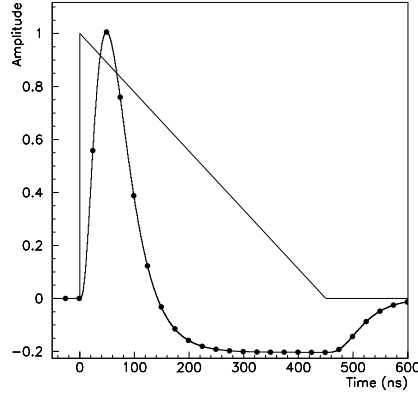


FIG. 4.4 – Réponse normalisée à 1 du calorimètre avant (triangle), et après mise en forme.

Dans un premier temps, un système de pré-amplificateurs de courant, placé à l'extérieur du cryostat, permet d'augmenter l'amplitude du signal au-dessus du bruit introduit par les autres éléments de la chaîne électronique.

Etant donné que le temps de réponse du détecteur ($\tau_d \approx 400$ ns) est élevé par rapport au temps entre les croisements successifs des paquets de protons au LHC, le signal doit être mis en forme. Le système de mise en forme doit accepter la large gamme dynamique du signal (100 MeV à 3 TeV). Ce dispositif est un filtre bipolaire de type

CR-RC² [35]. La forme bipolaire permet de considérer les événements de biais minimum comme du bruit dont la contribution moyenne est nulle. Le rôle de ce circuit est de maximiser le rapport signal sur bruit en effectuant une dérivation suivie par une double intégration. Le temps de mise en forme, τ_s , correspond au temps d'intégration du signal d'entrée qui est de forme triangulaire. Le choix de ce temps doit être un compromis entre la minimisation du bruit d'empilement (petit τ_s) et du bruit électronique (grand τ_s). Sa valeur optimale dépend de la luminosité instantanée et de la position en η . Malgré cette considération, un seul temps d'intégration a été choisi, $\tau_s = 15$ ns, qui minimise le bruit total pour l'ensemble des canaux à la luminosité nominale délivrée par le LHC. Le circuit de mise en forme permet aussi l'amplification du signal avec 3 gains linéaires (bas, moyen et haut), qui sont dans des

rapports 1, 9.3, 93. Pour les runs de physique enregistrés pendant les tests décrits dans cette thèse, l'acquisition s'effectue principalement en gain libre (le choix du gain est fait automatiquement par le système électronique). Le signal avant et après mise en forme est représenté dans la fig. 4.4. Les points correspondent aux temps de croisement des faisceaux du LHC (un croisement toutes les 25 ns). La hauteur du pic du signal est proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule correspondante.

4.3.2 Echantillonnage, stockage analogique et numérisation

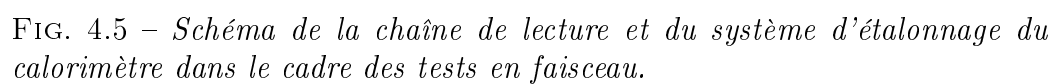
Le signal après mise en forme est échantillonné toutes les 25 ns. Afin de faire une étude précise de la forme du signal, sept échantillons sont enregistrés, mais de manière standard seulement cinq sont utilisés pour la reconstruction de l'énergie. Le maximum du signal étant directement lié à l'énergie déposée dans la cellule, la mise en temps du système est déterminée pour que le troisième échantillon corresponde à l'échantillon maximal. Les échantillons sont enregistrés et stockés dans un système de mémoires analogiques (Switch Capacitor Array (SCA)) composée de 144 capacités en attendant un signal du système de déclenchement de niveau 1 (temps moyen d'arrivée : 2,5 μ s). Si le système de déclenchement retient l'événement, le choix du gain optimal est fait et les échantillons sont envoyés vers un convertisseur analogique/numérique (CAN, ou ADC pour Analog to Digital Converter) de 12 bits. Les valeurs ainsi obtenues sont ensuite envoyées par lien optique vers l'acquisition. La fig. 4.5 donne une vue d'ensemble de la chaîne de lecture du signal.

4.4 Reconstruction de l'énergie d'une cellule

Le calcul de l'énergie déposée dans une cellule se fait principalement en 2 étapes : d'abord la reconstruction du pic du signal, ADC_{max} , à partir des cinq échantillons enregistrés, basée sur une méthode de filtrage optimal :

$$ADC_{max} = \sum_{i=1}^N a_i \cdot S_i \quad (4.1)$$

où N est le nombre d'échantillons considérés, S_i la valeur du i^{me} échantillon et le coefficient a_i est calculé par une méthode de filtrage optimal. Vient ensuite l'évaluation du facteur d'étalonnage électronique, C , qui permet de passer de ADC_{max} (donné en coups d'ADC) à sa valeur en μ A. La valeur de



C est déterminée par l'étude de la réponse du circuit de lecture à un signal connu, le plus similaire possible au signal d'ionisation.

En utilisant le facteur conversion, K , entre l'énergie déposée et le courant collecté à l'entrée des pré-amplificateurs ($K = 0.28 \mu\text{A}.\text{GeV}^{-1}$), on peut déterminer l'énergie déposée dans une cellule, comme indiqué dans l'équ. 4.2 :

$$E_{\text{cell}}[\text{GeV}] = \frac{C[\mu\text{A}.\text{ADC}^{-1}]}{K[\mu\text{A}.\text{GeV}^{-1}]} \text{ADC}_{\text{max}}[\text{ADC}] \quad (4.2)$$

4.4.1 Le filtrage optimal

La méthode de filtrage optimal permet d'évaluer l'amplitude d'un signal à partir d'un nombre discret de ses échantillons. Cela est important, surtout pour le faisceau test, car le signal de déclenchement est asynchrone par rapport à l'horloge et donc l'échantillon maximal ne correspond pas forcément au pic du signal. De plus, la méthode de filtrage optimal permet de minimiser les contributions de différentes sources de bruit (empilement et électronique).

Bien que pendant la prise de données d'ATLAS, un échantillon sera situé sur le maximum du signal (à 1 ns près), il est toutefois utile d'utiliser la méthode de filtrage optimal pour reconstruire l'énergie, puisque cela permet de minimiser les effets dus aux bruits d'empilement et d'électronique et de corriger d'un temps de mise en forme non-optimal pour la cellule considérée.

Le filtrage optimal s'appuie sur l'hypothèse que l'amplitude maximale du signal peut s'écrire comme une combinaison linéaire des N échantillons. On définit les coefficients a_i et un estimateur u de l'amplitude du signal par :

$$u = \sum_{i=1}^N a_i S_i, \quad (4.3)$$

où S_i représente la valeur de l'échantillon pris au temps t_i . Si la forme normalisée à 1 du signal $g(t)$ est connue et, si on néglige la dispersion sur le temps d'échantillonnage, la valeur des échantillons peut être exprimée :

$$S_i = Ag(t_i) + n(t_i) = Ag_i + n_i, \quad (4.4)$$

où A est l'amplitude maximale du signal et n_i représente la valeur du bruit au temps t_i . L'amplitude du signal est donnée par la valeur moyenne de l'estimateur u :

$$A = \langle u \rangle = \sum_{i=1}^N (Aa_i g_i + a_i \langle n_i \rangle) \quad (4.5)$$

En émettant l'hypothèse que la contribution moyenne du bruit est nulle $\langle n_i \rangle = 0$, on obtient des contraintes sur les coefficients a_i :

$$\sum_{i=1}^N a_i g_i = 1 \quad (4.6)$$

Le bruit affectant l'amplitude du signal est défini par la variance de l'estimateur u :

$$\sigma_u^2 = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j B_{ij}, \quad i, j = 1, \dots, N. \quad (4.7)$$

où B , représente la matrice de covariance du bruit :

$$B_{ij} = \langle n_i n_j \rangle \quad (4.8)$$

Les coefficients de filtrage optimal, $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_N)$, sont calculés en minimisant la variance σ_u^2 tout en satisfaisant les contraintes données par l'équation 4.6. Ces coefficients sont donc complètement déterminés par la connaissance de $g(t)$ et de la matrice B :

$$\vec{a} = \frac{B^{-1} \vec{g}}{\vec{g}^t B^{-1} \vec{g}}, \quad (4.9)$$

où $\vec{g} = (g(t_1), g(t_2), \dots, g(t_N))$.

Les éléments de la matrice de covariance du bruit, B_{ij} , sont mesurés directement en utilisant des déclenchements aléatoires. La forme du signal de physique $g(t)$ est prédite à partir du signal d'étalonnage $U_{calib}(t)$ corrigée par une fonction $G(t)$ qui tient compte de deux effets : l'effet de l'impédance qui se trouve entre le point d'injection du signal d'étalonnage et du signal de physique et l'effet dû à la dépendance temporelle différente du signal de ionisation par rapport au signal d'étalonnage (voir fig. 4.6).

En particulier, le fait que les points d'injection du signal d'étalonnage et du signal de physique ne sont pas les mêmes induit une dépendance de $G(t)$ avec le produit $L_d C_d$. Le signal prédit $g(t)$ est ajusté au signal de physique provenant des données des tests en faisceau. Parmi les paramètres de cet ajustement, le paramètre $L_d C_d$ joue un rôle principal. L'expression de $g(t)$ est utilisée pour le calcul des coefficients de filtrage optimal. Vingt-cinq jeux de cinq coefficients correspondant à un pas de 1 ns sont produits : chaque jeu est valable pour une valeur de la phase entre l'arrivée des particules et le début d'un cycle de l'horloge à 40 MHz.

Le détail des calculs des coefficients de filtrage optimal est décrit dans la thèse de Lionel Neukermans [36].

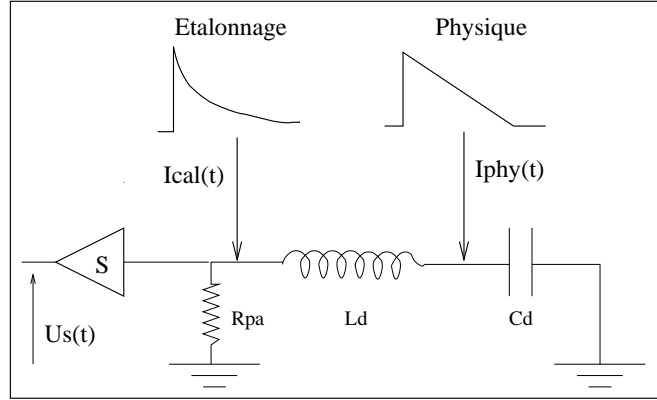


FIG. 4.6 – Schéma de principe du calorimètre, représentant notamment les points d'injection du signal de physique et de calibration.

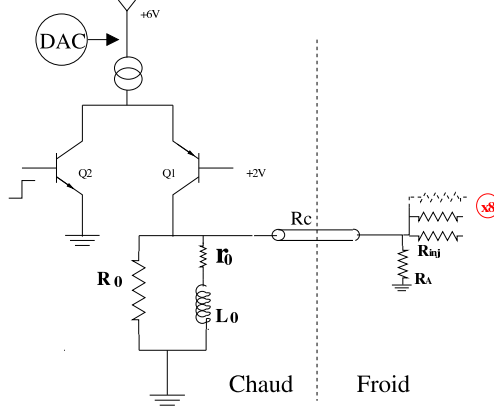
4.4.2 Etalonnage

Le rôle de l'étalonnage est de réduire la non-uniformité de la réponse entre les différents canaux de lecture pour limiter sa contribution au terme constant de la résolution en énergie. L'électronique représente une contribution importante au terme constant, de l'ordre de 0.25% [32]. Le principe de la procédure d'étalonnage est d'injecter un signal, le plus proche possible du signal induit par le signal d'ionisation. Les caractéristiques que le système d'étalonnage doit posséder pour assurer l'uniformité de réponse nécessaire aux exigences de la physique sont les suivantes [37] :

- une non-linéarité sur toute la gamme dynamique ($200\text{nA} \rightarrow 10\text{mA}$) inférieure à 0.1%,
- une dispersion de l'amplitude sur tous les canaux inférieure à 0.2%,
- un alignement temporel entre le signal d'étalonnage et le signal d'ionisation inférieur à $\pm 1\text{ ns}$,
- une très bonne tenue aux radiations propres à l'environnement du LHC.

Le schéma de principe du circuit d'étalonnage est représenté dans la fig. 4.7. Le signal d'étalonnage est produit en interrompant brutalement un courant continu, I_p traversant une inductance L_0 . L'interruption de I_p s'effectue par l'envoi d'un signal de commande au transistor Q_2 qui redirige le courant I_p vers la masse. L'énergie magnétique emmagasinée dans l'inductance L_0 se décharge dans les résistances R_0 et R_c de même valeur (R_c représente l'impédance des câbles : $R_c = R_0 = 50\ \Omega$), en produisant une tension de forme exponentielle décroissante. Le courant I_p ($I_p \sim 3\mu\text{A} \rightarrow 200\text{mA}$) est

généré à partir d'un convertisseur numérique/analogique (DAC) de grande gamme dynamique (18 bits), qui fournit une tension V_0 de 0 à 5 V, suivi d'un convertisseur tension/courant. La tension de sortie est :



$$\begin{aligned} V_c(t) &= -\frac{R_0}{2} f I_p & (t < 0) \\ V_c(t) &= \frac{R_0}{2} (1 - f) I_p e^{-\frac{t}{\tau_{exp}}} & (t > 0) \end{aligned} \quad (4.10)$$

où $\tau_{exp} = \frac{2L_0}{R_0 + r_0}$ est le temps caractéristique de l'exponentielle et vaut environ 360 ns. Le facteur $f = \frac{2r_0}{2r_0 + R_0}$ vient du fait que l'inductance possède une résistance parasite r_0 ($\approx 2\Omega$).

FIG. 4.7 – Schéma de principe de la carte d'étalonnage.

Le signal qui provient d'un canal de la carte d'étalonnage est ensuite distribué aux cellules formant une ligne d'étalonnage à travers des résistances d'injection, R_{inj} , très précises (0.1 %).

Une ligne d'étalonnage est distribuée sur 32 canaux de lecture pour le compartiment avant, sur 8 canaux pour les compartiments milieu et arrière et sur 16 canaux pour le pré-échantillonneur. Il est à noter que deux cellules adjacentes ne sont pas reliées à la même ligne d'étalonnage, afin de mesurer les effets de la diaphonie fig. 4.8.

Le système d'étalonnage permet de faire différentes mesures :

- une mesure des gains du système d'étalonnage (procédure de "rampes"). Pour chaque voie, 100 événements sont déclenchés pour 10 valeurs de DAC différentes (10 amplitudes différentes du signal d'étalonnage). La fig. 4.9 donne la réponse d'une cellule du compartiment milieu pour différentes valeurs de DAC en gain haut et en gain moyen en fonction de la valeur en ADC. L'ajustement d'un polynôme d'ordre deux (afin de prendre en compte des non-linéarités) permet de mesurer la correspondance ADC/DAC. La valeur de DAC est ensuite convertie en μA .
- une mesure de la forme du signal (procédure de "delay") en déclenchant 100 événements par voie pour une valeur de DAC donnée, avec différents retards à l'envoi du signal, par pas de 1ns. La forme du signal est utilisée pour le calcul de filtrage optimal.

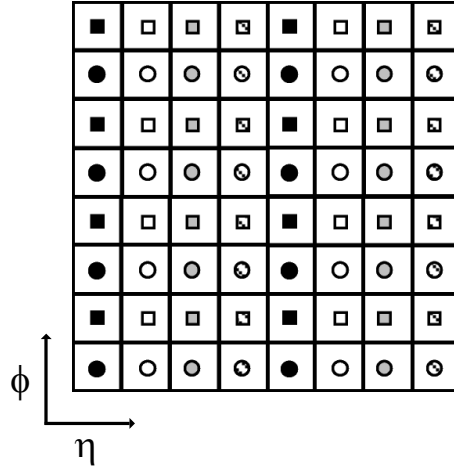


FIG. 4.8 – Schéma de la distribution des lignes d'étalonnage pour le compartiment milieu. Chaque case représente une cellule et chaque symbole représente une ligne d'étalonnage différente.

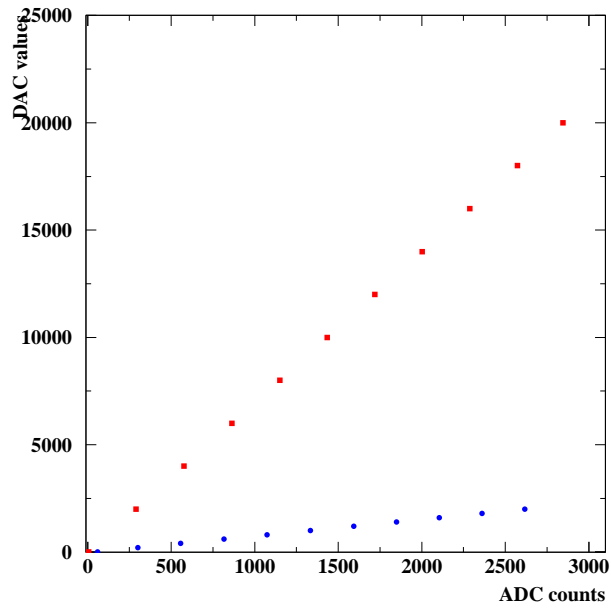


FIG. 4.9 – Valeur de l'intensité du signal d'étalonnage (DAC) généré en gain haut (ronds), et en gain moyen (carrés) en fonction de la réponse d'une cellule du compartiment milieu en ADC.

La facteur d'étalonnage électronique est donc :

$$C = r \frac{V_0}{(2^{17} - 1)R_{inj}}, \quad (4.11)$$

où r est le facteur déterminé par la procédure de ramp ($[r] = \frac{\text{coupADC}}{\text{coupDAC}}$) et le second terme (en μA par coup d'ADC) représente le courant injecté à travers la résistance R_{inj} pour une valeur de DAC = 1.

4.5 Reconstruction de l'énergie d'une gerbe

L'énergie totale d'une gerbe électromagnétique est reconstruite en sommant l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur (E_{PS}) et les énergies (E_{Ci}) déposées dans chacun des compartiments du calorimètre :

$$E = \alpha_0 E_{PS} + E_{C1} + E_{C2} + \alpha_3 E_{C3} \quad (4.12)$$

Les coefficients α_0 et α_3 sont des poids à appliquer à l'énergie des compartiments afin de prendre en compte les effets dûs aux matériaux inertes en amont du calorimètre et les fuites à l'arrière. Le calcul de ces coefficients est décrit dans le chapitre suivant.

Pour obtenir l'énergie déposée dans un compartiment, étant donné que la gerbe électromagnétique se développe latéralement sur plusieurs cellules, il est nécessaire de regrouper les cellules en amas. La taille de l'amas résulte d'un compromis entre la nécessité de limiter le bruit et celle de minimiser les fluctuations latérales de la gerbe. Dans le cadre du faisceau test, des études précédentes [26] ont établi que la meilleure résolution en énergie est obtenue pour une taille d'amas $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.75 \times 0.75$, ce qui correspond à un amas de 3×3 en nombre de cellules du compartiment milieu.

Dans ATLAS, la quantité de matière en amont du calorimètre plus importante, ainsi que la présence du champ magnétique imposeront d'utiliser des amas plus grands : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 3 \times 7$ ou 3×5 .

L'algorithme de formation des amas utilisé dans mon analyse s'effectue en plusieurs étapes. La première consiste à chercher la cellule du compartiment milieu qui reçoit la plus grande partie de l'énergie de la particule incidente. Ensuite, un cône d'ouverture $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.75 \times 0.75$ est construit autour de la direction définie par le centre de cette cellule et le point d'interaction virtuel d'ATLAS. Pour chaque compartiment toutes les cellules du calorimètre

à l'intérieur de ce cône sont considérées. Cet algorithme a été choisi car il est le plus simple parmi ceux qui assurent une bonne résolution en énergie. La taille des amas en nombre de cellules dans les différents compartiments est montrée dans le tableau 4.1.

Enfin, la détermination du point d'impact de la particule est fait par un calcul de barycentre de l'énergie. On utilise le plus souvent le compartiment le plus finement segmenté, c'est-à-dire le compartiment avant, pour le calcul de la position en η et le compartiment milieu pour le calcul de la position en φ .

Compartiment	Taille de l'amas en nombre de cellules ($\Delta\eta \times \Delta\varphi$)
Pré-échantillonneur	3×1
Avant	$24 \times 1(2)$
Milieu	3×3
Arrière	2×3

TAB. 4.1 – *Taille des amas utilisés dans l'analyse des données de faisceau test en nombre de cellules dans les différents compartiments.*

Chapitre 5

Analyse de l'uniformité et de la résolution des modules

Ce chapitre concerne l'analyse des données de faisceau test, pour la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. La première partie est consacrée à l'étude de l'uniformité de la réponse du détecteur. Une attention particulière sera donnée aux corrections à apporter aux données. Ce type d'étude est particulièrement important car l'uniformité de la réponse est directement liée au terme constant de la résolution en énergie. Une deuxième partie portera sur la mesure de la résolution en énergie du calorimètre et l'extraction du terme constant.

Durant la campagne de prise de données, les modules ont été déplacés par rapport au faisceau d'électrons de 245 GeV d'énergie, afin que chaque module soit testé dans sa totalité. Certaines positions sur le calorimètre ont été étudiées avec différents faisceaux d'une énergie variant de 20 à 245 GeV, pour une mesure de la résolution locale du calorimètre en fonction de l'énergie.

5.1 Etude d'uniformité des modules testés

5.1.1 Compréhension de la composition du faisceau

Le faisceau utilisé pour les études de l'uniformité est un faisceau d'électrons de 245 GeV d'énergie. Ce faisceau n'est pas un faisceau pur d'électrons. En effet, des particules parasites, constituées en majorité par des pions et des muons, accompagnent le faisceau d'électrons.

La fig. 5.1 montre la réponse du compteur à pion en fonction de l'énergie

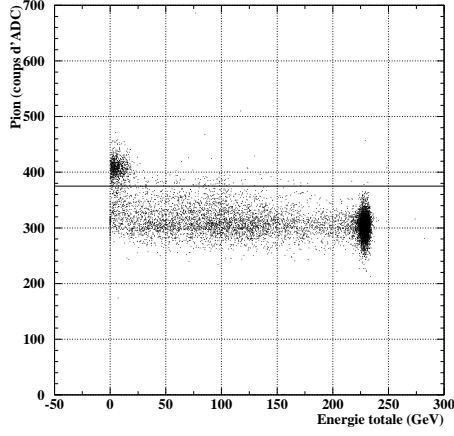


FIG. 5.1 – Réponse du compteur à pions en fonction de l'énergie totale déposée dans le calorimètre (module P13).

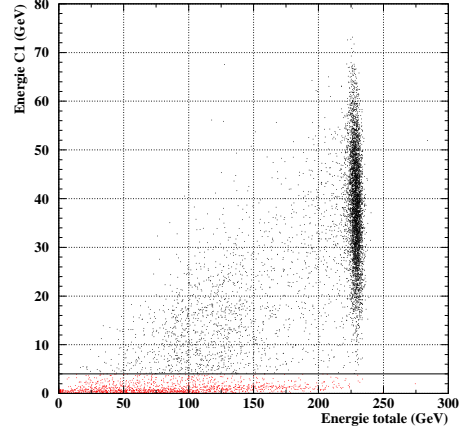


FIG. 5.2 – Energie déposée dans le compartiment avant en fonction de l'énergie totale (module P13).

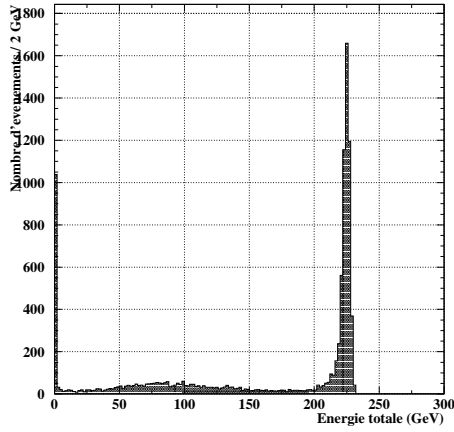


FIG. 5.3 – Distribution de l'énergie totale mesurée avant l'application des coupures.

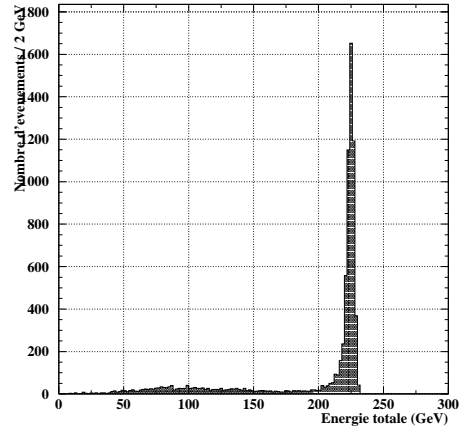


FIG. 5.4 – Distribution de l'énergie totale mesurée après l'application des coupures.

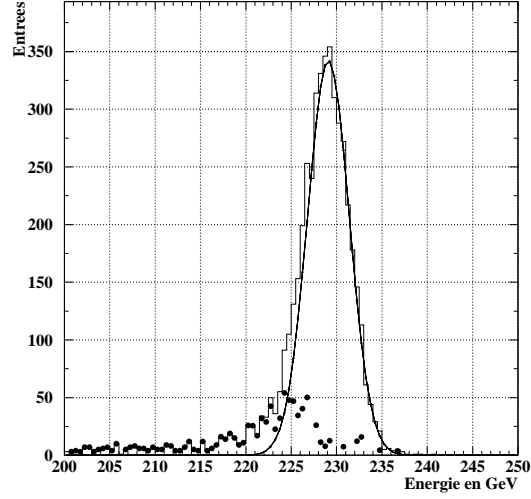


FIG. 5.5 – *Distribution de l'énergie après application des coupures. L'histogramme représente les données, la ligne continue est la gaussienne ajustée sur les événements au-delà de la valeur maximale de la distribution et les points noirs correspondent à la différence entre les données et la gaussienne.*

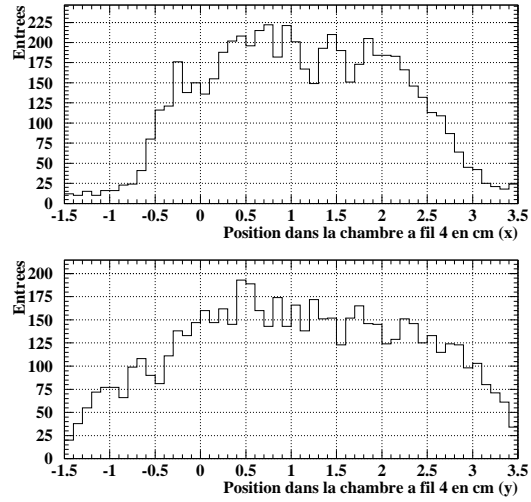


FIG. 5.6 – *Profil horizontal (haut) et vertical (bas) du faisceau mesuré dans la chambre à fils la plus proche du cryostat.*

totale mesurée dans le calorimètre. Sur ce graphique, on observe différents types d'événements. Le premier est constitué par les événements déposant très peu d'énergie dans le calorimètre et caractérisé par une valeur élevée de la réponse du compteur à pion. Ces événements correspondent aux particules au minimum d'ionisation qui n'ont pas interagi dans le calorimètre. Le deuxième type d'événements est représenté par les événements ayant déposé dans le calorimètre une énergie proche de l'énergie du faisceau. Ces événements correspondent aux électrons. La raison pour laquelle l'énergie déposée est inférieure à l'énergie du faisceau sera expliquée dans le paragraphe 5.1.2. Le dernier type d'événements constituent la queue à énergie intermédiaire et est constitué principalement de pions ayant interagi dans le calorimètre et d'électrons ayant interagi dans la matière avant le calorimètre. Les événements au-delà de la ligne noire (pion >375) sont rejetés.

La fig. 5.2, montre l'énergie déposée dans le premier compartiment en fonction de l'énergie totale mesurée dans le module, après la sélection sur le compteur à pion. Les événements en-deçà de la ligne noire ($E_{C1} < 4$ GeV, pour les données prises à 245 GeV) sont rejetés. Ils correspondent aux particules au minimum d'ionisation et aux pions qui commencent à générer une gerbe hadronique dans le calorimètre.

Les fig. 5.3 et 5.4 montrent les effets des coupures sur la distribution de l'énergie pour un faisceau d'électrons de 245 GeV. L'application des coupures permet d'éliminer la plus grande partie des muons et une certaine quantité de pions. Par contre, la quantité d'électrons reste approximativement la même. Le taux d'événements éliminés est d'environ 35%, pour la plupart des runs à 245 GeV.

La fig. 5.5 tente de quantifier la pureté du signal d'électrons qui arrivent au calorimètre sans avoir interagi. L'histogramme est le spectre de l'énergie mesurée dans le calorimètre. La ligne continue correspond à une gaussienne qui a été ajustée uniquement sur les événements au-delà du pic du spectre. Les ronds noirs représentent l'histogramme de la différence (D) entre l'énergie mesurée par le calorimètre et cette gaussienne ajustée. En calculant le nombre d'événements totaux dans la région autour du pic à $[-4\sigma; +4\sigma]$ et le nombre d'événements obtenus en intégrant D dans la même région, on obtient une évaluation de la pureté du signal d'électrons qui est de l'ordre de 90 % pour les runs à 245 GeV.

La fig. 5.6 montre le profil du faisceau après application des coupures décrites précédemment. Ces figures montrent que la taille du faisceau est de l'ordre

de quelques centimètres verticalement et horizontalement, ce qui correspond à environ la taille d'une cellule du compartiment milieu.

5.1.2 Comportement général du calorimètre

Afin de comprendre le comportement général du calorimètre, il est nécessaire d'étudier le comportement des distributions de l'énergie en fonction de η et φ .

Comportement en η

La fig. 5.7 montre la distribution de l'énergie en fonction de η , pour une valeur constante de la position en φ ($\varphi = 10$, module P13) et la fig. 5.8 représente le profil de la distribution précédente. Le nombre d'événements dans ces distributions est de l'ordre de $\approx 10^6$. La coordonnée η , calculée comme le barycentre de l'énergie dans le compartiment avant, est donné en unité de cellule du compartiment milieu. On voit sur ces graphiques qu'entre les cellules 31 et 32 (compartiment milieu), il y a une chute brutale de l'énergie. Les électrodes de lecture du calorimètre étant divisées en deux, cette perte d'énergie est due à l'espace de transition entre les deux électrodes, qui n'est pas instrumenté.

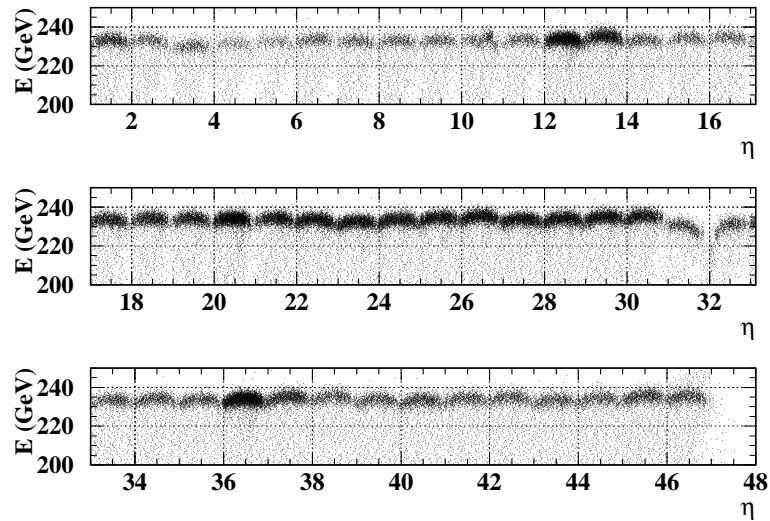


FIG. 5.7 – *Energie totale mesurée en fonction de η pour la position $\varphi=10$.*

On remarque aussi une périodicité de la taille d'une cellule du compartiment milieu ($\Delta\eta = 0.025$), due principalement à la taille finie des amas dans le calcul de l'énergie. Si la particule frappe le calorimètre dans une position qui correspond au bord d'une cellule du compartiment milieu, il y a une perte d'énergie par fuite latérale plus importante que dans le cas où elle frappe la cellule au centre. On remarque aussi que l'énergie reconstruite est inférieure à l'énergie du faisceau. Cet effet est dû aux pertes latérales et est bien reproduit par la simulation Monte-Carlo (paragraphe 5.1.6).

La fig. 5.7 met aussi en évidence certaines cellules défectueuses où l'énergie n'est pas reconstruite correctement. Comme, par exemple, à $\eta = 10$, où on voit un décrochement dans distribution de l'énergie, dû à une cellule du compartiment avant ayant un problème dans le signal d'étalonnage. Pour la cellule $\eta = 46$ on voit des événements avec plus d'énergie, ceci vient du fait que pour un des runs utilisés, un problème est survenu dans la ligne d'étalonnage de cette cellule. L'étude des cellules où l'énergie n'est pas reconstruite correctement est un aspect important dans la mesure de l'uniformité, et sera présenté dans le paragraphe suivant.

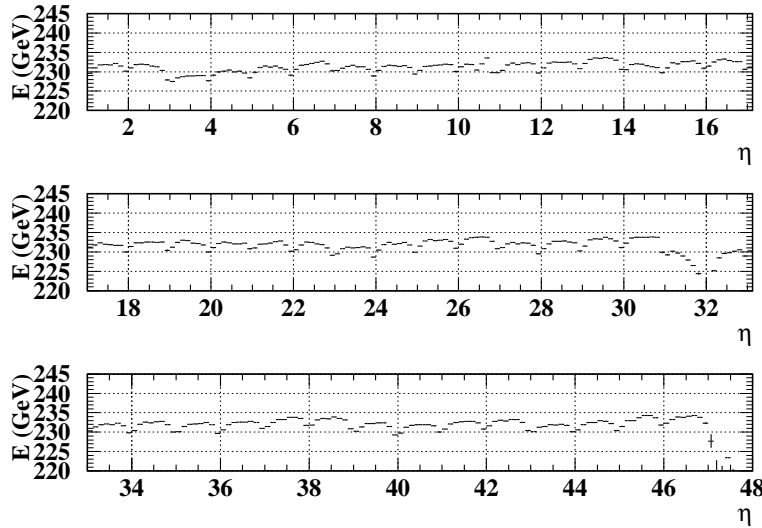


FIG. 5.8 – Profil de l'énergie totale mesurée en fonction de η pour la position $\varphi=10$.

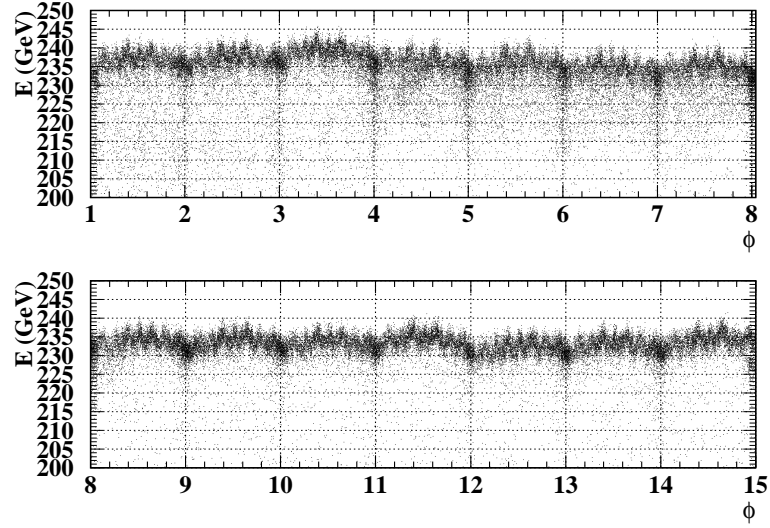


FIG. 5.9 – *Energie totale mesurée en fonction de φ pour la position $\eta=24$.*

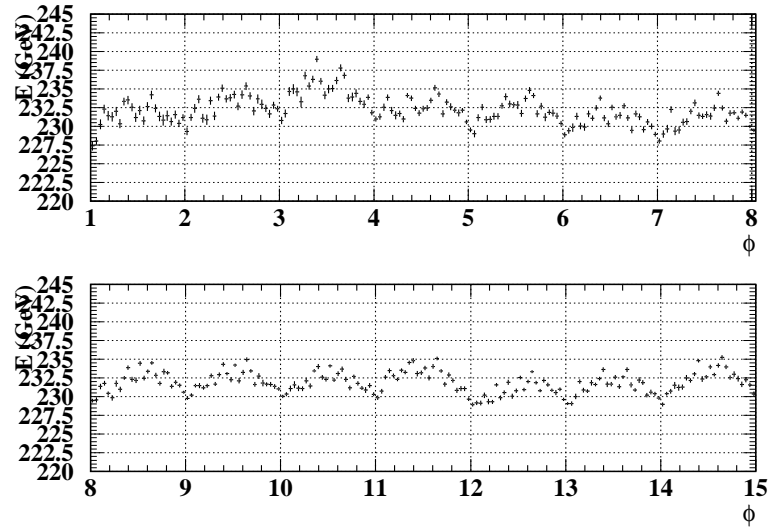


FIG. 5.10 – *Profil de l'énergie totale mesurée en fonction de φ pour la position $\eta=24$.*

Comportement en φ

La fig. 5.9 montre la distribution de l'énergie en fonction de φ pour une valeur constante de la position en η ($\eta = 24$). La fig. 5.10 représente le profil de la distribution précédente. Comme sur les fig. 5.7 et 5.8, on remarque une périodicité du comportement de l'énergie de la taille d'une cellule du milieu. L'origine de cet effet est aussi la formation des amas. On peut voir, de plus, une modularité plus fine, dont l'origine sera discutée plus tard.

5.1.3 Etude et sélection des canaux morts

Certaines cellules montrent des problèmes qui affectent leur réponse et par conséquent l'uniformité et la résolution des modules étudiés. Les problèmes les plus couramment rencontrés sont :

1. les cellule "mortes" : ce sont les cellules qui n'ont pas de signal, ni en mode physique, ni en mode étalonnage,
2. les cellules sans signal de physique mais avec signal d'étalonnage,
3. les cellules sans signal d'étalonnage mais avec signal de physique.

Les fig. 5.11 et 5.12 montrent, respectivement, la position de l'impact du faisceau en η et φ mesurée dans les compartiments avant et milieu. Dans ce run, la position nominale du faisceau est $\eta = 15$ et $\varphi = 3$. La taille des boites indique le nombre d'événements pour chaque position. Ces figures montrent que les cellules $\varphi_{C1} = 0$, et $\eta_{C1} = 125$ et 127 , du compartiment avant et $\varphi = 3$, et $\eta = 15$ du compartiment milieu sont mortes.

La fig. 5.13 montre la distribution de l'énergie en fonction de η pour la ligne $\varphi = 12$ du module P13. On voit sur cette figure des problèmes de comportement de l'énergie à partir de $\eta = 40$. Ces problèmes sont dus à une ligne d'étalonnage qui ne répond plus; de ce fait, 8 cellules du compartiment milieu n'ont plus de signal d'étalonnage et, par effet d'amas, toutes les cellules du compartiment milieu à $\eta \geq 40$ et $\varphi \geq 11$ ont une réponse incohérente.

Dans la très grande majorité des cas, les canaux à problèmes sont identiques d'un module à l'autre, donc les problèmes ne viennent pas du calorimètre lui même mais du système de lecture des signaux d'étalonnage ou de physique.

Dans les études présentées dans cette thèse, les positions correspondantes aux cellules à problème (cas 1. et 2.) des compartiments avant et milieu sont exclues, ainsi que toutes celles pour lesquelles ces cellules entrent dans la formation des amas. Pour le cas 3., l'énergie déposée dans la cellule peut être

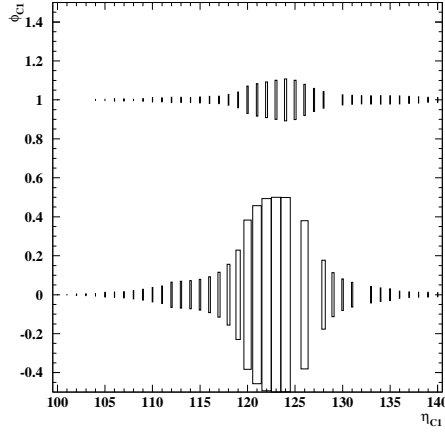


FIG. 5.11 – *Distribution de la position du barycentre en φ en fonction de η dans le compartiment avant. La taille des boites dépend du nombre d'événements pour chaque position.*

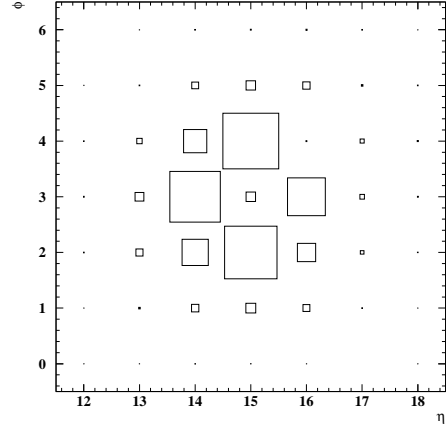


FIG. 5.12 – *Distribution de la position du barycentre en φ en fonction de η dans le compartiment milieu. La taille des boites dépend du nombre d'événements pour chaque position.*

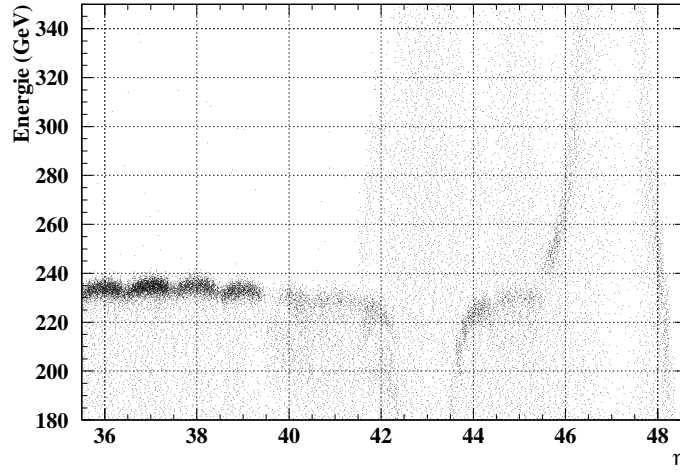


FIG. 5.13 – *Energie totale mesurée en fonction de η pour la position $\varphi = 12$.*

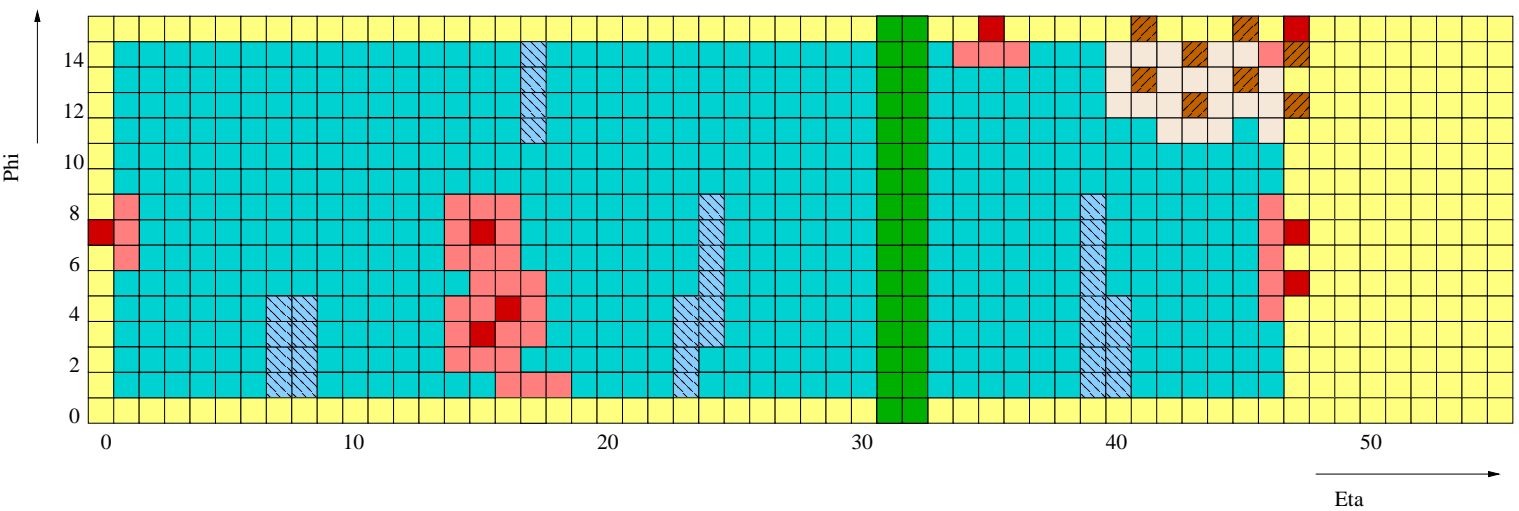


FIG. 5.14 – Carte des positions exclues de l'analyse pour le module $P13$. Les positions sont exprimées en unité de cellule du compartiment milieu pour η et φ (la légende est définie dans le texte).

obtenue en utilisant le signal d'étalonnage de la cellule voisine. Les cellules à problème appartenant au pré-échantillonneur et au compartiment arrière ne sont pas rejetées car l'énergie recueillie est faible en comparaison à l'énergie totale des événements qui nous intéressent.

La fig. 5.14 est une carte qui montre les régions, en unité de cellule du compartiment milieu, exclues de l'analyse présentée dans cette thèse, pour le module P13. Chaque carré correspond à une cellule du compartiment milieu. Pour l'étude présentée ici, seulement la zone bleue est considérée. Les carrés rouges sont les cellules "mortes", les carrés roses sont ces régions où au moins une cellule du compartiment milieu entre en compte dans la formation des amas. Les carrés bleus hachurés correspondent à des régions où une ou plusieurs cellules du compartiment avant sont mortes. Les carrés marrons hachurés représentent des cellules du milieu pour lesquelles la ligne d'étalonnage manque, et les marrons pâles sont exclus par effet d'amas. Les cellules $\eta = 31$ et 32 de la région de transition sont exclues ainsi que les cellules au-delà de $\eta = 48$, car les fuites à l'arrière du calorimètre deviennent importantes. L'analyse porte toutefois sur un nombre important de cellules puisque 515 cellules sont retenues pour le module P13, et 535 cellules pour le module P15, par rapport à 616 cellules.

Dans le cas particulier du module M10 trois zones (appelés demi-secteurs¹) ont eu des problèmes liés à la haute-tension. La fig. 5.15 montre un schéma de la distribution de la haute tension sur les électrodes. Les symboles HT1, HT2, HT1' et HT2' représentent les lignes de haute tension connectées à des voies différentes du générateur. Pour trois zones ($\varphi \leq 7$ et $0 \leq \eta \leq 7$, $8 \leq \eta \leq 15$ et $24 \leq \eta \leq 31$) du module M10, un seul des deux cotés de l'électrode de lecture est alimenté en haute tension, le problème vient du générateur. Ceci implique que l'énergie mesurée dans les cellules correspondantes est deux fois plus petite que l'énergie déposée. Afin de corriger cet effet, l'énergie mesurée est multipliée par deux dans ces cellules. Les fig. 5.16 et 5.17 montrent respectivement la distribution de l'énergie pour la ligne $\eta = 6$ et $\eta = 27$ après l'application de cette correction pour les données et la simulation Monte-Carlo d'électrons de 245 GeV. L'énergie totale mesurée est très bien reconstruite pour les cellules à $\varphi \leq 6$. Par contre l'énergie mesurée à $\varphi = 7$ et $\varphi = 8$ nécessite une correction additionnelle. Cet effet vient du fait que dans ces deux cas la couche ne recevant plus la haute tension n'est pas la même et est corrélée avec le sens des plis de l'accordéon. Suivant la couche alimentée en haute tension, l'énergie pour ces deux lignes va être sur-

1. un secteur correspond à une zone de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.4$

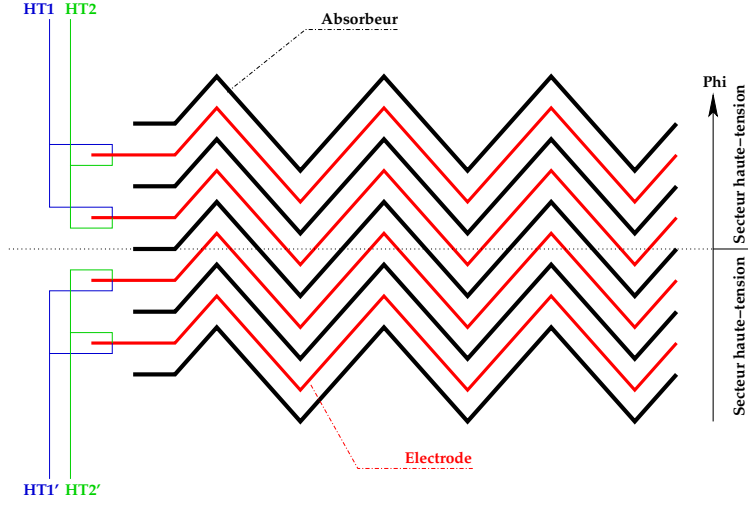


FIG. 5.15 – Schéma explicatif de la distribution de la haute tension sur les électrodes.

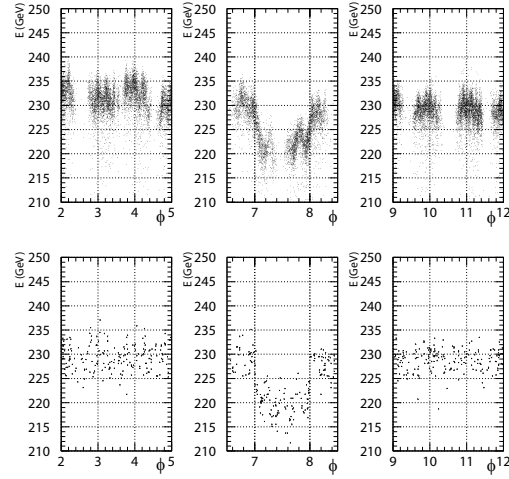


FIG. 5.16 – Distribution de l'énergie en fonction de φ pour le module M10 ($\eta = 6$) après corrections d'un facteur 2 de l'énergie. Le graphique du haut correspond aux données, celui du bas à la simulation Monte-Carlo d'électrons de 245 GeV.

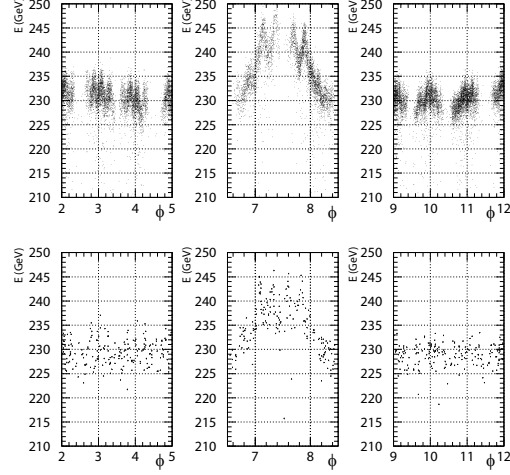


FIG. 5.17 – *Distribution de l'énergie en fonction de φ pour le module M10 ($\eta = 27$) après corrections d'un facteur 2 de l'énergie. Le graphique du haut correspond aux données, celui du bas à la simulation Monte-Carlo d'électrons de 245 GeV.*

estimée ou sous-estimée. Cet effet est très bien reproduit par la simulation Monte-Carlo.

Dans l'analyse présentée dans cette thèse, les lignes $\varphi = 7$ et $\varphi = 8$ sont exclues de l'analyse du module M10. Le nombre de cellules prises en compte pour M10 est de 429.

5.1.4 Cas particulier de M13 : problème de faisceau

Dans l'étude du module M13, un effet particulier a été mis en évidence. Pour chacun des runs à 245 GeV, la distribution de l'énergie en fonction de η a montré un manque d'énergie important, de l'ordre de 4 GeV, dans les événements qui traversent le calorimètre au centre des cellules du compartiment milieu, alors qu'elle devrait avoir une allure parabolique par effet d'amas. Pour comprendre cet effet et afin de s'affranchir d'un éventuel biais dans la reconstruction de la position de la particule incidente, on a utilisé la chambre à fils 4, la plus proche du calorimètre (fig. 5.18 du haut). La position de la particule est donc évaluée indépendamment du calorimètre.

La fig. 5.18 du bas montre le profil du faisceau d'électrons (les électrons sont sélectionnés par des coupures sévères sur l'énergie). On remarque d'abord qu'il y a un manque d'électrons au centre du faisceau. Par contre, si on sélectionne les particules au minimum d'ionisation, ce manque n'est pas observé (fig. 5.19).

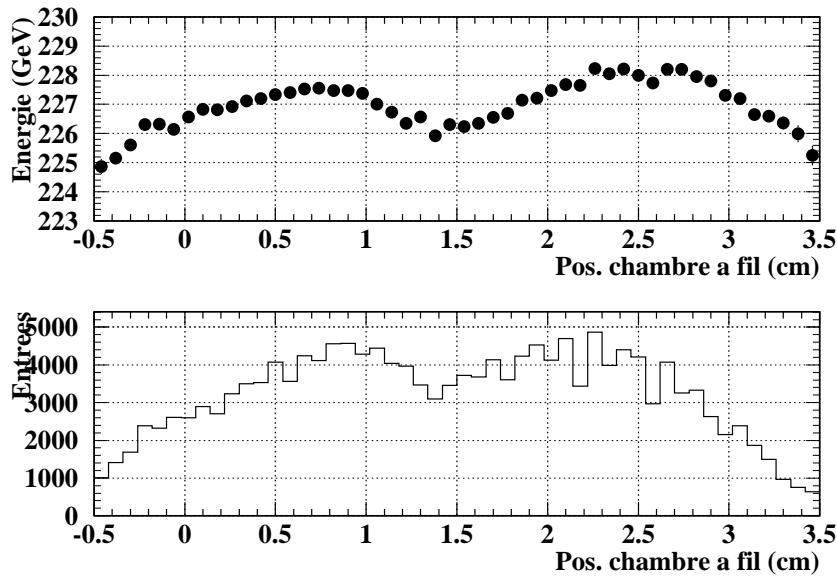


FIG. 5.18 – La figure du haut représente le profil de l'énergie en fonction de la position des électrons candidats, mesurée dans le chambre à fil 4. Seulement les coupures décrites dans le paragraphe 5.1.1 ont été appliquées. La figure du bas représente le profil du faisceau après l'application de coupures très sévères sur l'énergie pour sélectionner les électrons.

On a donc interprété les distributions obtenues en faisant l'hypothèse que la quantité de matière dans la ligne de faisceau n'est pas constante en fonction de la position mesurée dans la chambre à fil 4 et donc de η . En effet, un support de chambre à fil a été trouvé dans la ligne de faisceau peu après la campagne de tests pour le module M13. C'est pour cela que mon travail se concentre principalement sur les modules suivants pour lesquels la prise de donnée s'est déroulée sans cet effet "parasite".

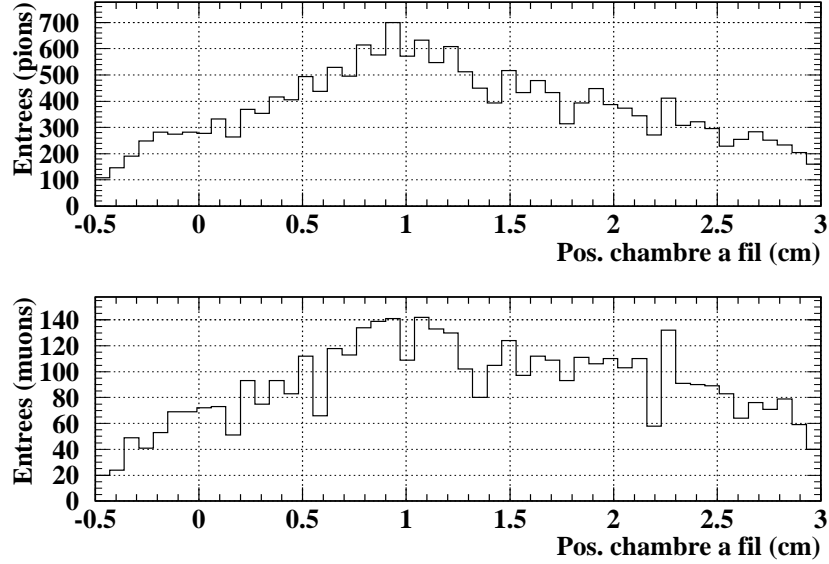


FIG. 5.19 – *Profil du faisceau en sélectionnant les pions (figure du haut) et les muons (figure du bas).*

5.1.5 Les différentes corrections à appliquer

Afin de reconstruire correctement l'énergie finale, il est nécessaire de bien comprendre et de corriger les effets géométriques décrits précédemment et certains effets propres aux calorimètres (pertes d'énergie dans la matière inerte, fuite à l'arrière du calorimètre, etc).

Pertes à l'avant du calorimètre et fuites à l'arrière du calorimètre

Etant donné la présence de matériaux inertes, notamment le cryostat, de l'énergie est perdue en amont du calorimètre. De même, les fuites à l'arrière du calorimètre contribuent à une perte d'énergie et donc à une détérioration de la résolution en énergie. Tenir compte correctement des fuites à l'arrière du calorimètre est aussi très important pour l'étude de l'uniformité, car ces études se font à énergie élevée (245 GeV) et l'épaisseur du calorimètre en X_0 varie en fonction de η . Plusieurs méthodes ont été considérées pour corriger ces deux effets. La méthode choisie dans cette analyse est celle qui donne une bonne résolution en énergie et une bonne uniformité simultanément. Dans cette méthode, l'énergie dans le pré-échantillonneur et dans le compartiment

arrière sont pondérés par deux coefficients, α_0 et α_3 , calculés en minimisant la résolution en énergie, $\frac{\sigma E}{E}$; pour chaque position en η :

$$E = \alpha_0 \cdot E_{C0} + E_{C1} + E_{C2} + \alpha_3 \cdot E_{C3} \quad (5.1)$$

Dans cette procédure, la variance de E est minimisée avec la technique des multiplicateurs de Lagrange. On obtient [38] :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{\sum_j A_{1j}^{-1} \mu_j}{\sum_j A_{2j}^{-1} \mu_j} \\ \alpha_3 &= \frac{\sum_j A_{3j}^{-1} \mu_j}{\sum_j A_{2j}^{-1} \mu_j} \\ j &= 1, 2, 3 \dots = PS, C1, C2, C3 \end{aligned} \quad (5.2)$$

où $\mu_j = \langle E_{Cj} \rangle$ et $A_{ij} = Cov[E_i; E_j]$ représentent respectivement la valeur moyenne et la covariance des énergies mesurées dans les différents compartiments.

Les études menées dans le cadre de cette thèse ont montré que l'introduction d'un paramètre additionnel de pondération de l'énergie déposée dans le compartiment avant (comme cela était fait auparavant) détériore de façon significative l'uniformité. La raison de cet effet peut être expliquée en partie par le fait que les coefficients correspondants au compartiment avant et au pré-échantillonneur sont très corrélés. D'autre part, les fluctuations longitudinales intrinsèques de la gerbe électromagnétique sont minimisées si l'on considère les deux compartiments $C1$ et $C2$ ensemble.

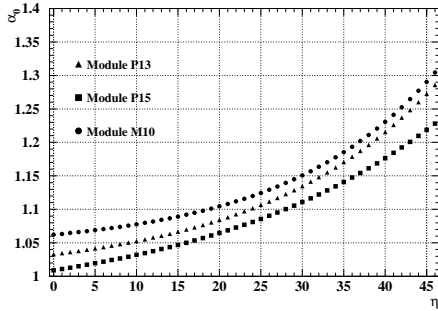


FIG. 5.20 – Variation du coefficient α_0 en fonction de la position en η .

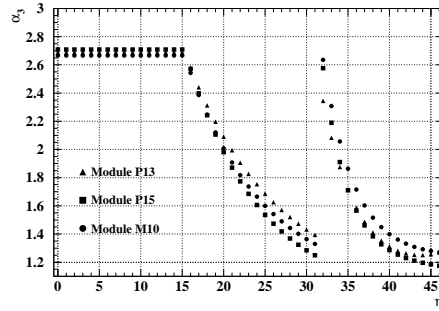


FIG. 5.21 – Variation du coefficient α_3 en fonction de la position en η .

Les fig. 5.20 et 5.21, montrent l'évolution des coefficients α_0 et α_3 en fonction de η . On voit sur ces figures que compte tenu des incertitudes sur les coefficients α_0 et α_3 les trois modules sont en bon accord (par souci de lisibilité

les incertitudes ne sont pas reportées sur les figures, mais sont de l'ordre de 10 %).

D'autres études ont montré que cette méthode de pondération, qui minimise la résolution en énergie, introduit des non-linéarités en particulier à basse énergie². Une autre méthode, basée sur des corrections Monte-Carlo, a donc été développée pour optimiser simultanément la linéarité et la résolution en énergie [38]. Toutefois la méthode utilisée dans mon analyse reste valable pour les études d'uniformité, qui se font à 245 GeV.

Corrections du regroupement des cellules

Comme nous l'avons vu précédemment, il existe dans la distribution de l'énergie en fonction de η une périodicité de la taille d'une cellule du compartiment milieu, due à la taille finie des amas. La valeur de cette période s'explique par le fait que la majorité de l'énergie de la gerbe est contenue dans le compartiment milieu (à 245 GeV, environ 80% de l'énergie totale est déposée dans ce compartiment). Comme exemple, la fig. 5.22 montre le profil de l'énergie totale en fonction de η pour une zone correspondant à une cellule du milieu ($\varphi=10$; $\eta=8$). On remarque clairement une perte d'énergie (d'environ 1.5 %), sur le bord de la cellule, provenant du débordement latéral de la gerbe. La dispersion de l'énergie dans cette cellule est de 0.78 GeV (RMS).

La correction utilisée pour corriger cet effet est calculée à partir de l'ajustement d'un polynôme d'ordre deux sur la distribution de l'énergie en fonction de η . Les distributions d'énergie en fonction de η de chaque cellule sont ramenées autour de 0 ($-0.5 < \eta' < +0.5$, avec $\eta' = \eta - \text{int}(\eta) + 0.5$); et, puisque l'effet ne dépend pas de φ , l'ajustement se fait sur la distribution d'énergie moyennée sur toutes les cellules d'un module ayant la même position en η , avec la fonction :

$$E(\eta') = \alpha + \beta \cdot \eta' + \gamma \cdot \eta'^2, \quad (5.3)$$

où α , β et γ représentent les paramètres de l'ajustement. La correction est donc :

$$\begin{aligned} E_{corr}(\eta') &= E_{mes}(\eta') \cdot corr(\eta') \\ corr(\eta') &= \frac{E_{mes}(0)}{\alpha + \beta \cdot \eta' + \gamma \cdot \eta'^2} \end{aligned} \quad (5.4)$$

2. Par ailleurs, pour des électrons d'énergie inférieure à 50 GeV, l'énergie dans le compartiment arrière est négligeable devant le bruit et la diaphonie; dans ce cas, pour cette méthode, on choisit $\alpha_3 = 0$.

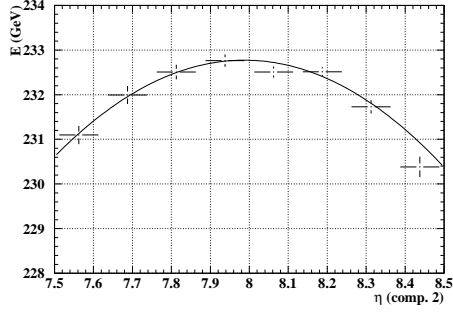


FIG. 5.22 – *Energie totale en fonction de η , pour la position $(\eta, \varphi) = (8, 10)$, avant correction de l'effet d'amas.*

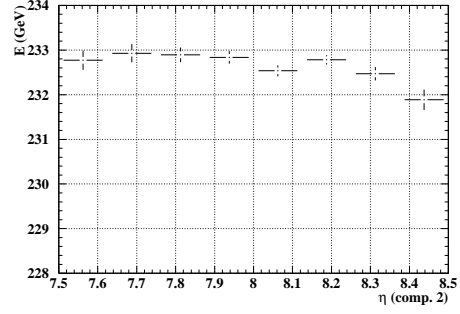


FIG. 5.23 – *Energie totale en fonction de η , pour la position $(\eta, \varphi) = (8, 10)$, après correction de l'effet d'amas.*

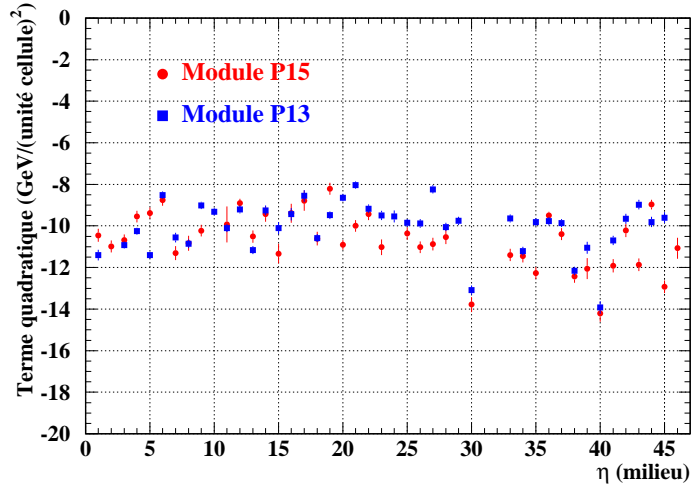


FIG. 5.24 – *Termes quadratiques de l'ajustement de la correction de l'effet dû à la taille finie des amas en fonction de η , pour les modules P15 et P13.*

La normalisation de l'énergie se fait au centre la cellule, c'est la position où la perte d'énergie latérale est la plus petite. La fig. 5.23 représente la distribution en énergie pour la position $(\eta, \varphi) = (8, 10)$ après la correction de l'effet d'amas. La dispersion de l'énergie dans cette cellule est alors réduite à 0.32 GeV (RMS). L'ordre de grandeur maximal (bord de la cellule) est $\approx 1\%$.

La fig. 5.24 montre une comparaison des coefficients quadratiques de l'ajustement utilisé pour corriger l'effet de la taille finie des amas, pour les deux derniers modules testés, P15 et P13. Cette figure montre que ce terme diffère peu d'un module à l'autre. Comme prévu, le terme linéaire β est compatible avec 0, pour toutes les positions en η des trois modules. Puisque les distributions longitudinales et transversales de la gerbe électromagnétique dépendent faiblement de son énergie, on attend une très faible dépendance du terme γ avec l'énergie de la gerbe. Etant donné que le but de ce travail était la mesure de l'uniformité de la réponse en énergie des modules avec des électrons de 245 GeV, la dépendance de γ avec l'énergie n'a pas été étudiée.

Correction de la géométrie en accordéon

Tout comme sa dépendance en η , la distribution de l'énergie en φ est affectée par la taille finie des amas. Comme exemple, la fig. 5.25 montre la dépendance du profil de l'énergie avec la position en φ , pour la cellule $(\eta, \varphi) = (35, 10)$. La coordonnée φ est obtenue par le calcul du barycentre de l'énergie dans le compartiment milieu. On voit clairement sur cette figure les pertes d'énergie lorsque la particule frappe le calorimètre au bord d'une cellule. On peut remarquer, par ailleurs, une modulation plus fine au sein d'une cellule. Cette modulation est due à la géométrie des absorbeurs et des électrodes du calorimètre.

Suivant la position de l'impact de la particule selon φ , l'épaisseur de plomb (et donc l'inverse du rapport d'échantillonnage) qu'elle rencontre varie. En effet la géométrie du calorimètre étant de type accordéon, l'épaisseur de plomb est plus importante au niveau des plis des absorbeurs, ce qui implique un dépôt de charge moins important dans l'argon liquide à ce niveau. Ceci se traduit par une quantité d'énergie mesurée plus faible. La dispersion de l'énergie pour la cellule présentée sur la fig. 5.25 est de 1.62 GeV (RMS).

Comme pour la correction décrite dans le paragraphe précédent, les distributions en énergie en fonction de φ de chaque cellule sont ramenées autour de 0 $-0.5 < \varphi' < +0.5$).

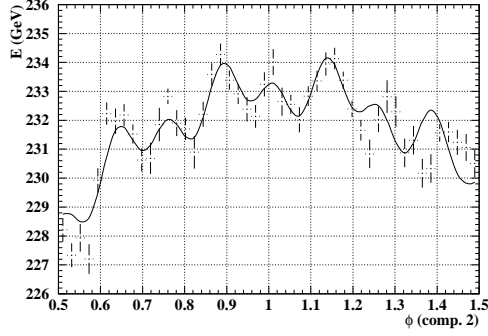


FIG. 5.25 – *Energie totale en fonction de φ , pour la position $(\eta, \varphi) = (19, 1)$, avant correction de l'effet d'amas et d'accordéon.*

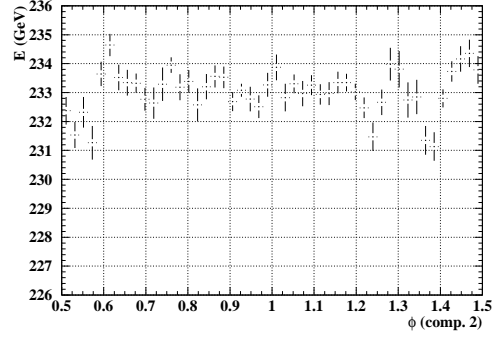


FIG. 5.26 – *Energie totale en fonction de φ , pour la position $(\eta, \varphi) = (19, 1)$, après correction de l'effet d'amas et d'accordéon.*

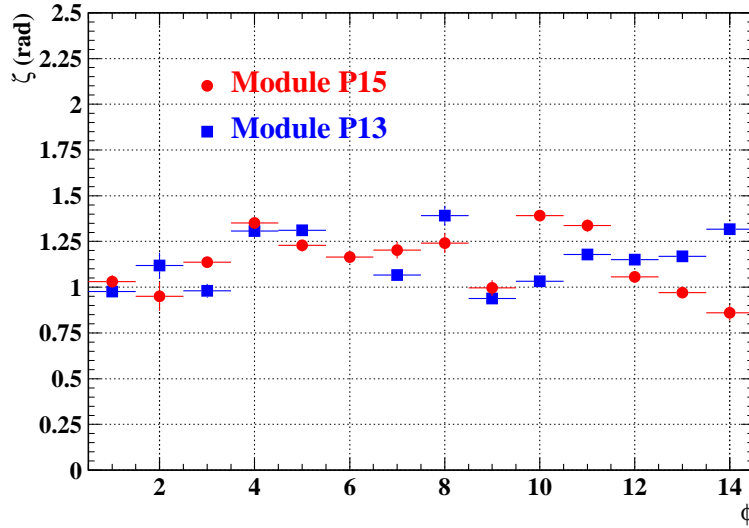


FIG. 5.27 – *Terme ζ de l'ajustement de la correction de l'effet dû à la géométrie accordéon des modules en fonction de φ , pour les modules P15 et P13.*

La fonction utilisée pour corriger cet effet est trouvée en ajustant un polynôme d'ordre deux auquel on ajoute deux sinus pour les modulations (eq. 5.5). Cette fonction est ajustée sur la distribution de l'énergie en fonction de φ moyennée sur toutes les cellules ayant la même position en φ (en séparant les deux électrodes).

$$E = \alpha + \beta \cdot \varphi'_{corr} + \gamma \cdot \varphi'^2_{corr} + \delta \cdot \sin(16 \cdot \pi \cdot \varphi'_{corr} + \omega) + \xi \cdot \sin(8 \cdot \pi \cdot \varphi'_{corr} + \zeta), \quad (5.5)$$

où α , β , γ , δ , ω , ξ et ζ sont les paramètres de l'ajustement. Pour améliorer la qualité de l'ajustement, la valeur de φ corrigée (φ_{corr}) selon la procédure expliquée dans le paragraphe suivant est utilisée.

La fig. 5.26, donne la distribution de l'énergie en fonction de φ après correction pour la cellule $(\eta, \varphi) = (35, 10)$, la dispersion de l'énergie pour cette cellule est après correction de 0.77 GeV (RMS).

Les paramètres de l'ajustement varient peu en fonction de φ et entre les différents modules. comme exemple, la fig. 5.27 montre la comparaison entre les termes ζ de l'ajustement utilisé pour corriger les effets dus à la géométrie accordéon du calorimètre, pour les modules P15 et P13.

Correction du barycentre de l'énergie en φ

La fig. 5.28 montre la position du barycentre de la distribution de l'énergie en φ calculé dans le compartiment milieu en fonction de la position mesurée dans la chambre à fil la plus proche du calorimètre (position $(\eta, \varphi) = (10, 10)$). La ligne rouge correspond à la corrélation attendue entre ces deux variables. La figure montre un biais dans la reconstruction du barycentre en φ .

Encore une fois, cela est dû à la taille finie des amas. En effet, suivant la position de l'impact de la particule incidente, la quantité d'énergie perdue latéralement (à cause de la taille finie des amas) varie de façon asymétrique par rapport au maximum de la gerbe. Etant donné que la position de l'impact est calculé comme un barycentre, dont la pondération est la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule de l'amas, un biais est introduit dans le calcul de la position.

La fonction utilisée pour corriger cet effet est la même pour tous les modules et toutes les cellules :

$$\varphi_{corr} = \varphi + 0.185(\varphi - INT(\varphi + 0.5)), \quad (5.6)$$

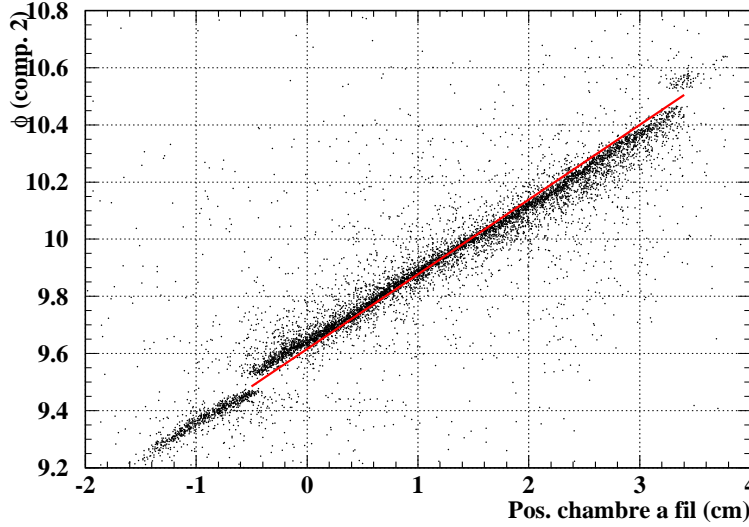


FIG. 5.28 – *Position du barycentre calculé en φ en fonction de la position dans la chambre à fil la plus proche du calorimètre.*

où φ représente la valeur en unité de numéro de cellule du compartiment milieu. La correction améliore de façon significative la qualité de l'ajustement 5.5.

Correction de la dépendance de l'énergie avec la phase

Comme nous l'avons expliqué précédemment, durant la prise de données aux tests en faisceau, le maximum du signal et l'échantillon le plus proche sont décalés en temps de façon aléatoire. A priori, la méthode d'estimation du maximum du signal basée sur le filtrage optimal permet d'évaluer la position exacte du maximum du signal. Néanmoins, on observe une dépendance résiduelle de l'énergie avec la différence en temps entre l'arrivée des particules et le début du cycle de l'horloge à 40 MHz. Comme le montre la fig. 5.29, cet effet est de l'ordre de 0.5 %. L'énergie ici a une dispersion de 0.65 GeV (RMS).

Cet effet est corrigé en ajustant un polynôme d'ordre 3 sur la distribution de l'énergie en fonction de la différence de temps entre l'arrivée de la particule et le début du cycle de l'horloge. Cette correction est faite pour chaque cellule individuellement. La fig. 5.30 montre la distribution de l'énergie totale en fonction de la phase après cette correction. La dispersion de l'énergie n'est

plus que de 0.17 GeV.

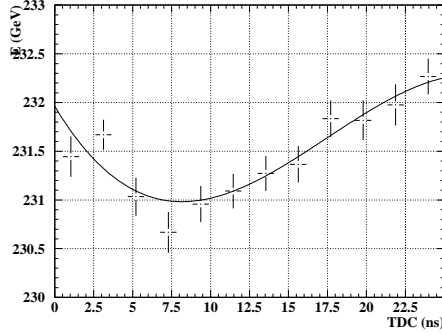


FIG. 5.29 – *Energie totale en fonction de la différence de temps entre l'arrivée de la particule et le début du cycle de l'horloge, pour la position $(\eta, \varphi) = (9, 12)$, avant correction.*

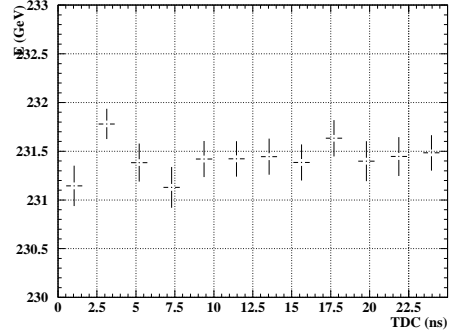


FIG. 5.30 – *Energie totale en fonction de la différence de temps entre l'arrivée de la particule et le début du cycle de l'horloge, pour la position $(\eta, \varphi) = (9, 12)$, après correction.*

5.1.6 Etude de la région de transition

Les électrodes sont séparées en deux parties appelées A et B qui couvrent les régions $|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 0.8$, respectivement. Entre les deux électrodes, il y a une région ("région de transition") d'environ 2 mm de largeur qui n'est pas instrumentée. Cela engendre localement une perte d'énergie et donc une détérioration de l'uniformité de la réponse et de la résolution en énergie. La fig. 5.31 du haut représente le profil de la distribution de l'énergie en fonction de η autour de la région de transition. L'axe horizontal représente la position de la particule incidente calculée comme le barycentre de la distribution d'énergie dans le compartiment avant (numéro de cellule).

Cette figure met en évidence une perte d'énergie pouvant aller jusqu'à $\approx 15\%$ au niveau de la transition, dans une région de la largeur de 1 ou 2 cellules du compartiment avant. Superposé à la même figure, on voit le résultat de la simulation Monte-Carlo d'électrons d'énergie 245 GeV. La fig. 5.31 montre que le rapport entre simulation et données est inférieur 1 %, sur tout l'intervalle considéré.

Ce résultat montre que, comme on l'attendait, l'effet est géométrique et donc

que pour les études d'uniformité on peut le corriger en réajustant la valeur de l'énergie reconstruite avec un coefficient multiplicatif, $f(\eta)$. Par contre, pour améliorer la résolution en énergie, cette procédure n'est pas suffisante et une autre méthode doit être envisagée.

Par ailleurs, la fig. 5.31 montre que la différence, due aux pertes latérales, entre la valeur de l'énergie du faisceau et la valeur de l'énergie reconstruite est bien reproduite par la simulation Monte-Carlo.

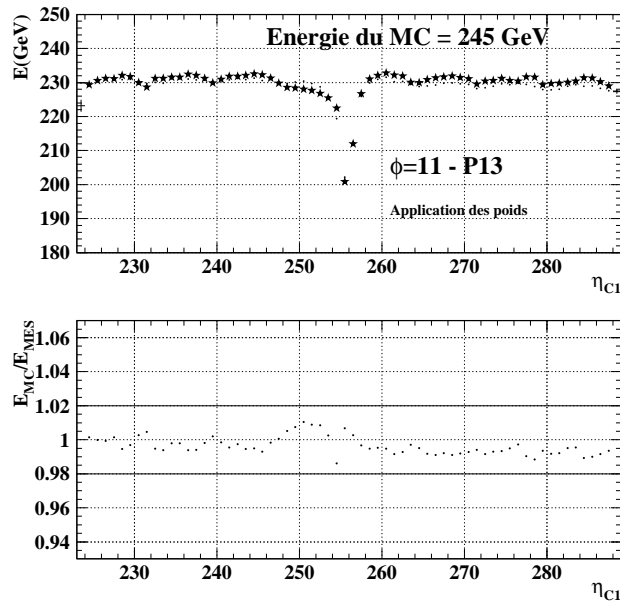


FIG. 5.31 – *Figure du haut : profil de l'énergie en fonction de η (en unité de cellule du compartiment avant), pour les données (étoiles) et la simulation d'électrons de 245 GeV. Figure du bas : rapport entre les profils de la figure du haut.*

5.1.7 Premiers résultats sur l'uniformité

La fig.5.32 montre un premier résultat sur l'uniformité du module P13, après l'application des corrections décrites dans ce chapitre. Les cellules à problèmes et les cellules proches de la région de transition entre les deux électrodes ont été rejetées (paragraphe 5.1.3). La partie de gauche du graphique montre l'énergie totale mesurée en fonction de η pour toutes les lignes

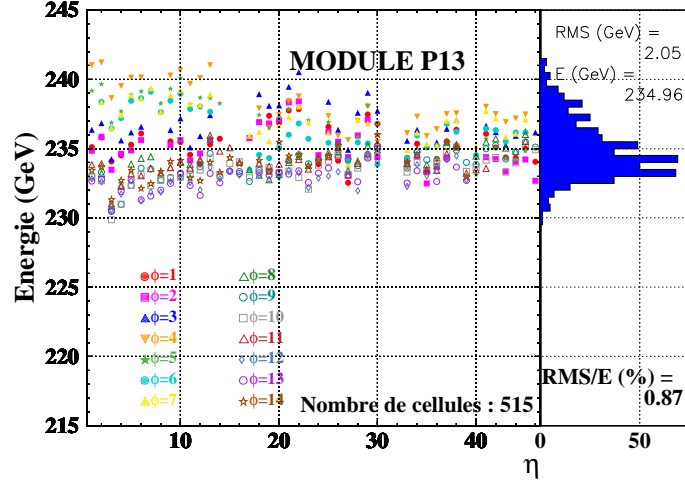


FIG. 5.32 – Réponse en énergie en fonction de η , pour les différentes valeurs de ϕ du module P13, avant les corrections de la diaphonie.

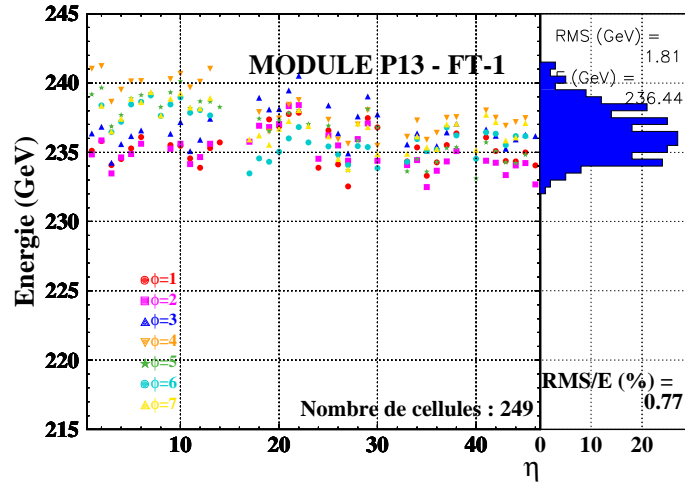


FIG. 5.33 – Réponse en énergie en fonction de η , pour les valeurs de ϕ correspondantes à la traversée étanche -1 du module P13, avant les corrections de la diaphonie.

à φ constant. La partie de droite est une projection de la partie gauche sur l'axe vertical donnant la distribution de l'énergie sur tout le module considéré. L'uniformité obtenue ici est de $\text{RMS}/\langle E \rangle = 0.87\%$.

On remarque (fig. 5.33 et 5.34) que l'énergie moyenne des gerbes qui traversent le FT-1 est plus élevée d'environ 3 GeV par rapport à l'énergie des gerbes traversant le FT0 et que la dispersion de l'énergie est plus grande dans le FT-1 que dans le FT0 : l'uniformité dans le FT-1 est de 0.77% et celle du FT0 est de 0.46%. Cette différence de réponse entre ces deux régions est négligeable dans le module M10 (premier des trois modules considérés à être testé) et est présente dans une moindre mesure dans le module P15 (testé avant P13).

Cet effet pourrait être expliquée par la présence de diaphonie résistive au niveau des connecteurs de la traversée étanche -1 ($0 \leq \varphi \leq 7$), comme cela est expliqué dans le paragraphe suivant.

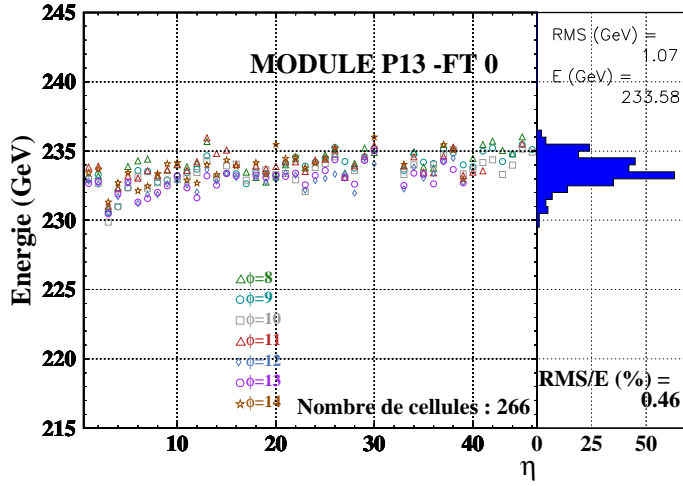


FIG. 5.34 – Réponse en énergie en fonction de η , pour les valeurs de φ correspondantes à la traversée étanche 0 du module P13, avant les corrections de la diaphonie.

5.1.8 Prise en compte de la diaphonie

Lorsqu'une cellule répond par un signal électrique au passage d'une particule chargée, une partie de ce signal peut se transmettre, par exemple par couplage capacitif, dans les cellules voisines. Cet effet est le principe de la diaphonie. Un autre exemple de diaphonie est la diaphonie résistive qui a lieu quand les cellules ou les voies d'électroniques communiquent directement par fuite électrique. La diaphonie a fait l'objet d'études très détaillées [39].

Les résultats montrés dans les fig. 5.33 et 5.34 conduisent à l'hypothèse qu'une diaphonie résistive non négligeable est présente entre les connecteurs ATI de la traversée étanche -1.

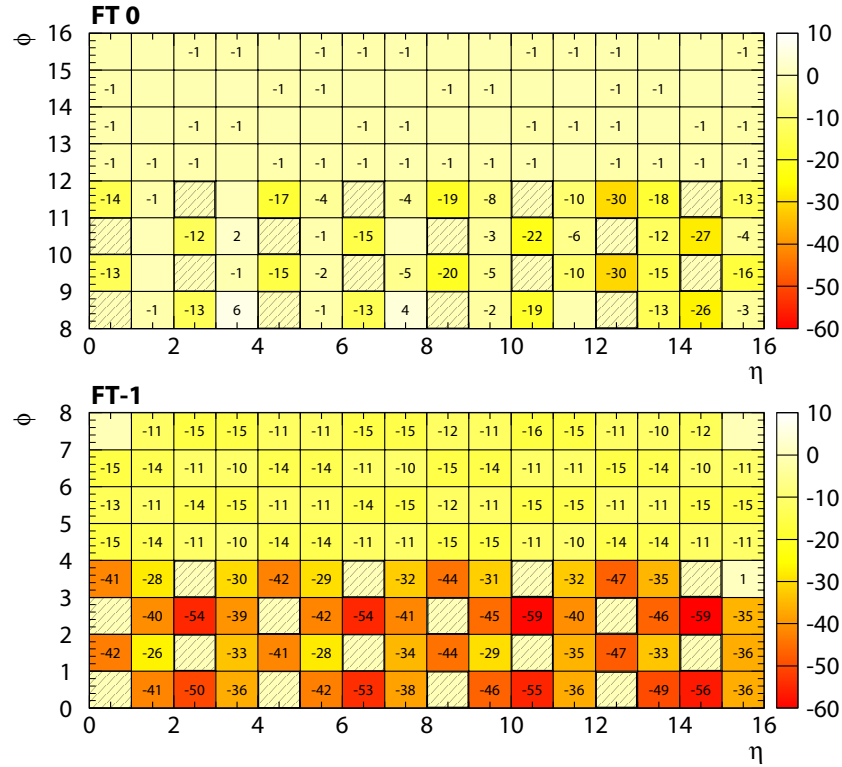


FIG. 5.35 – Diaphonie pour les cellules du compartiment 2 pour le module P13. Les cellules hachurées sont les cellules recevant le signal d'étalonnage.

La fig.5.35 montre les mesures de diaphonie sur une partie d'un module pour les cellules du compartiment milieu et confirme cette hypothèse. La coordonnée η est représentée horizontalement et φ est représentée verticalement.

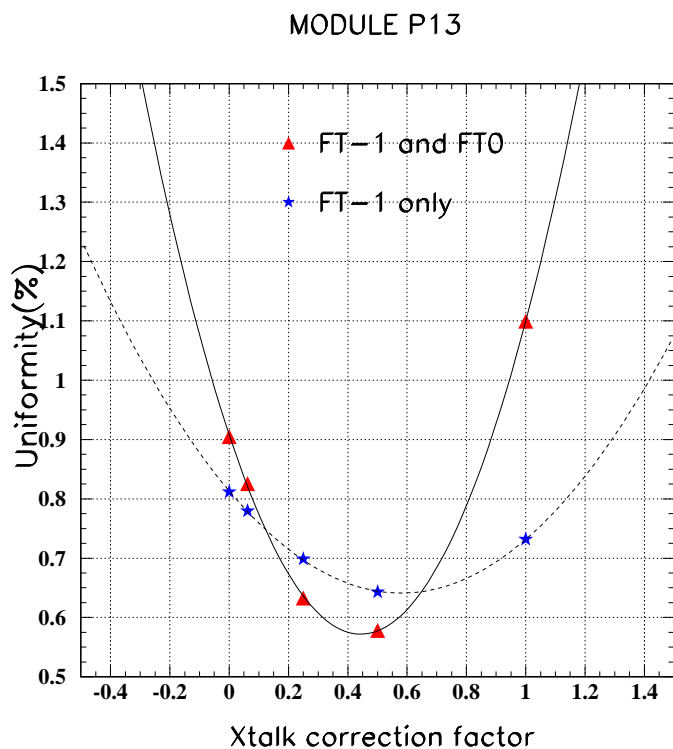


FIG. 5.36 – Evolution de l'uniformité de P13 et de son FT-1 en fonction de la quantité de signal de diaphonie retirée.

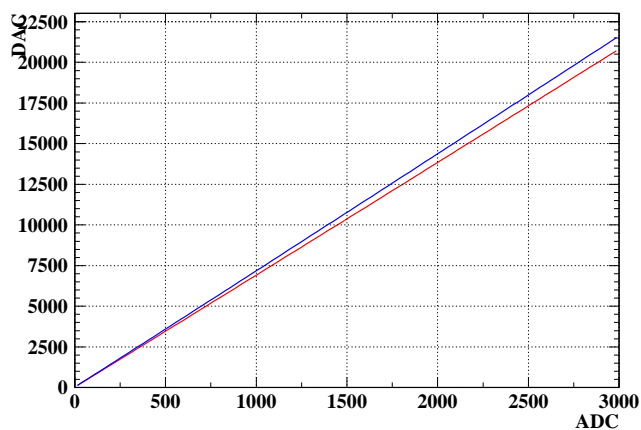


FIG. 5.37 – DAC en fonction de ADC avant (ligne bleue) et après (ligne rouge) correction de la diaphonie.

Le dessin du bas concerne la traversée étanche -1, celui du haut la traversée étanche 0. Les cellules hachurées reçoivent le signal d'étalonnage et la valeur du signal mesuré dans les autres cellules est représentée. Les nombres indiqués sur la figure sont exprimés en coups d'ADC. On peut voir que la quantité de signal récolté dans les cellules qui ne reçoivent pas de signal d'étalonnage est très important pour les cellules à $\varphi \leq 7$, tandis que pour les cellules à $\varphi \geq 8$ le signal récolté est très faible. Ceci est dû au fait que la traversée étanche -1 est équipée de connecteurs anciens alors que la traversée étanche 0 est identique à celles qui seront utilisées dans ATLAS. Les connecteurs finaux d'ATLAS ont été testés et ne montrent pas de diaphonie résistive. La différence quantitative de cet effet sur la reconstruction de l'énergie dans les modules testés (M10, P15 et P13) est interprétée comme étant due au fait que la diaphonie dans les anciens connecteurs s'accroît avec le temps.

Cet effet a été corrigé dans la procédure d'étalonnage (paragraphe 4.4.2). Une fraction du courant mesuré dans une des cellules adjacentes en φ à la cellule excitée par le signal d'étalonnage est soustraite du courant utilisé dans le calcul de la corrélation DAC-ADC.

La quantité de courant à soustraire est difficile à évaluer, d'abord parce qu'une cellule non excitée subit l'influence de deux cellules excitées, ensuite parce qu'il faut tenir compte du fait que l'amplitude du signal de physique est elle aussi affectée par la diaphonie.

Pour déduire la fraction de courant à soustraire, une méthode de minimisation a été utilisée. La fig. 5.36 montre l'évolution de l'uniformité pour le module P13 au complet et ainsi que pour la partie connectée à la traversée étanche -1 en fonction de la fraction de courant de diaphonie retirée au signal d'étalonnage. On voit que dans les deux cas, l'uniformité est minimisée pour une fraction du courant à soustraire proche de 0.5. La traversée étanche 0 ne subit pas de correction étant donné que pour elle l'effet de la diaphonie est négligeable. La fig. 5.37 montre la relation DAC-ADC avant (ligne bleue) et après (ligne rouge) la correction de la diaphonie.

Par ailleurs, de la diaphonie, principalement de type capacitif, est présente entre deux cellules adjacentes du compartiment avant. Cet effet est de l'ordre de $\approx 5\%$ [34]. Dans mon analyse, seuls les effets de la diaphonie résistive entre les cellules du compartiment milieu ont été corrigés.

5.1.9 Nouveaux résultats sur l'uniformité

Après correction de la diaphonie dans le compartiment milieu, l'uniformité globale du calorimètre est nettement améliorée (fig. 5.38). L'uniformité globale est maintenant de 0.57% (0.87 % auparavant). Le FT-1 se comporte lui aussi bien mieux en ayant une uniformité de 0.64 %, comme l'indique la fig. 5.39.

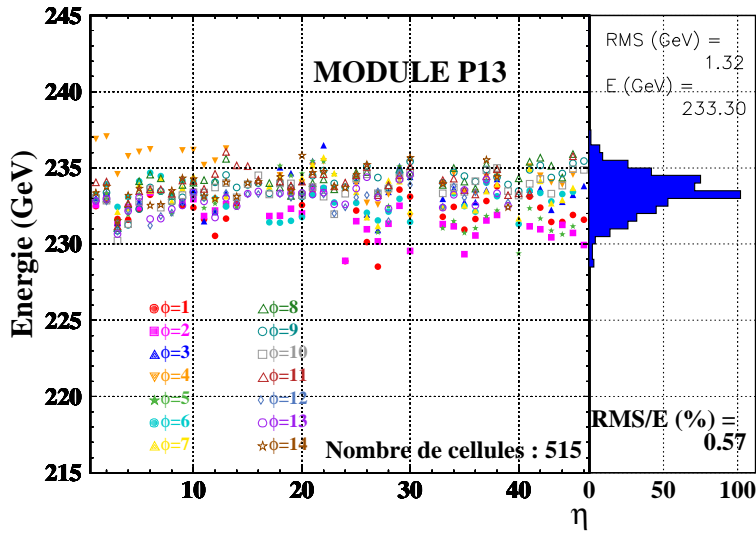


FIG. 5.38 – Réponse en énergie du module P13, après la correction de la diaphonie.

Lorsque l'on applique la même correction au module P15 (testé quelques mois avant P13), son uniformité globale est de 0.62 %, comme le montre la fig. 5.40. On voit sur cette figure, que malgré la correction de la diaphonie, l'effet reste toujours visible ($\eta \leq 13$ et $\phi = 4, 6$ et 7). Cela pourrait être dû au fait que la correction appliquée ici est une correction moyenne et globale. Une correction par connecteur pourrait être envisagée mais elle nécessiterait un nombre d'événements plus important que celui qui a été pris.

La fig. 5.41 montre le résultat pour l'uniformité du module M10. Etant donnée que le module M10 ne montrait pas de diaphonie de type résistif dans le compartiment milieu, la correction pour tenir compte de cet effet n'a pas été

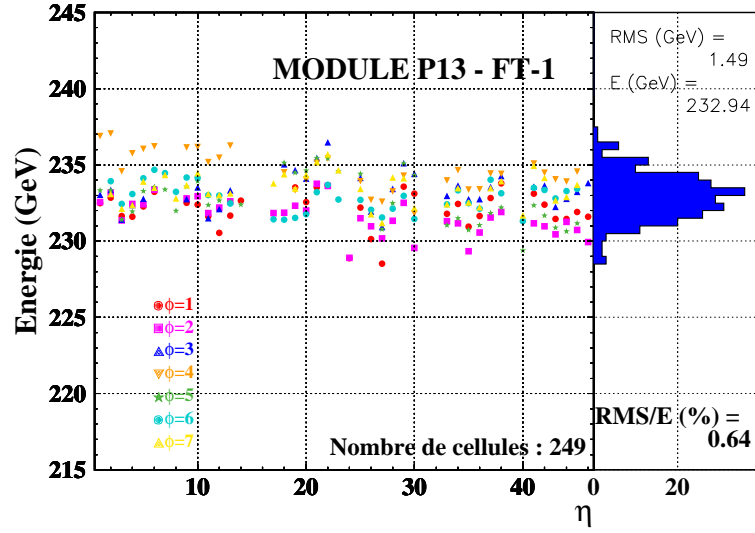


FIG. 5.39 – Réponse en énergie sur la traversée étanche -1 du module P13.

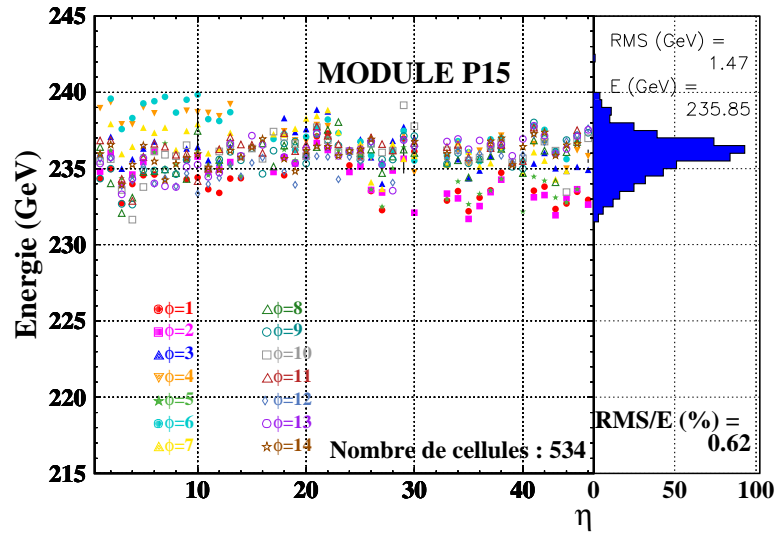


FIG. 5.40 – Réponse en énergie du module P15, après la correction de la diaphonie.

appliquée. L'uniformité de M10 est de 0.62 %.

Par ailleurs, l'énergie moyenne mesurée pour P15 est de 235.9 GeV et celle de P13 est de 233.3 GeV, soit une différence d'environ 2.5 GeV. Cette différence peut être due aux variations de température de l'argon liquide entre les deux périodes de prise de données. En effet, une variation de l'ordre d'un Kelvin implique une variation de l'énergie mesurée de l'ordre de 2 %. Une variation de 3 GeV sur l'énergie moyenne entre les deux périodes de prise de données correspondrait à une variation de température d'environ un demi Kelvin. Cet effet sera discuté dans le paragraphe 5.3.

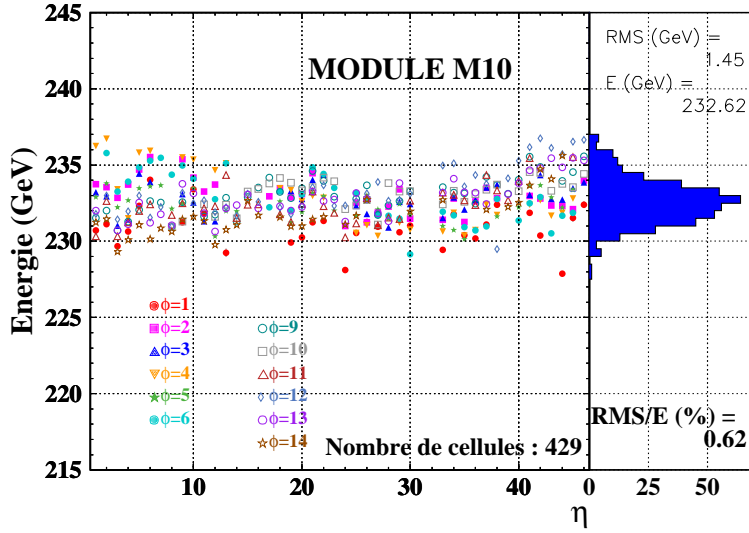


FIG. 5.41 – Réponse en énergie du module M10.

5.1.10 Uniformité par secteur

La tableau 5.1 montre l'uniformité de la réponse en énergie dans des régions de taille $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$. La numérotation des secteurs est la suivante :

- secteur 1 : $\eta \in [0,7]$, $\varphi \in [0,15]$
- secteur 2 : $\eta \in [8,15]$, $\varphi \in [0,15]$
- secteur 3 : $\eta \in [16,23]$, $\varphi \in [0,15]$
- secteur 4 : $\eta \in [24,31]$, $\varphi \in [0,15]$

- secteur 5 : $\eta \in [32,39]$, $\varphi \in [0,15]$
- secteur 6 : $\eta \in [40,47]$, $\varphi \in [0,15]$

L'intérêt de regarder l'uniformité de la réponse en énergie par secteur ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.4$) vient du fait que les études physiques ont montré qu'un terme constant de la résolution en énergie inférieur à 0.5 % est requis dans chaque secteur. Ces zones seront ensuite inter-étalonnées avec les événements de type $Z \rightarrow e^+e^-$.

FT	Sect.	Unif. (RMS/⟨E⟩) Module P13	Unif. (RMS/⟨E⟩) Module P15	Unif. (RMS/⟨E⟩) Module M10
-1	1	0.63 %	0.82 %	0.72 %
	2	0.56 %	0.75 %	0.70 %
	3	0.55 %	0.42 %	0.49 %
	4	0.71 %	0.65 %	0.45 %
	5	0.52 %	0.67 %	0.46 %
	6	0.58 %	0.68 %	0.51 %
0	1	0.47 %	0.57 %	0.38 %
	2	0.36 %	0.39 %	0.39 %
	3	0.30 %	0.41 %	0.41 %
	4	0.39 %	0.30 %	0.38 %
	5	0.37 %	0.24 %	0.41 %
	6	0.36 %	0.37 %	0.43 %

TAB. 5.1 – *Uniformité des modules M10, P15 et P13 par secteurs ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$)*

Dans mon étude, étant donné les problèmes de diaphonie dans la traversée étanche -1, les résultats des deux traversées étanches (la traversée étanche 0 étant identique à celles utilisées dans ATLAS) seront séparés. Chaque entrée du tableau 5.1 correspond à une zone $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ (demi secteur). On obtient que l'uniformité est $\lesssim 0.5$ % pour la traversée étanche 0.

5.2 Etude du terme constant de la résolution en énergie

5.2.1 Résolution en énergie globale d'un module

La fig. 5.42 montre le spectre de l'énergie pour le module P15 au complet (soit environ 5.10^6 événements), après toutes les corrections exposées dans ce rapport. La queue à basse énergie de cette distribution est due principalement aux effets du matériel inerte et à une contamination résiduelle de pions. Un ajustement gaussien sur l'intervalle $[-1.5\sigma; +4\sigma]$ donne une résolution en énergie de 0.95 %.

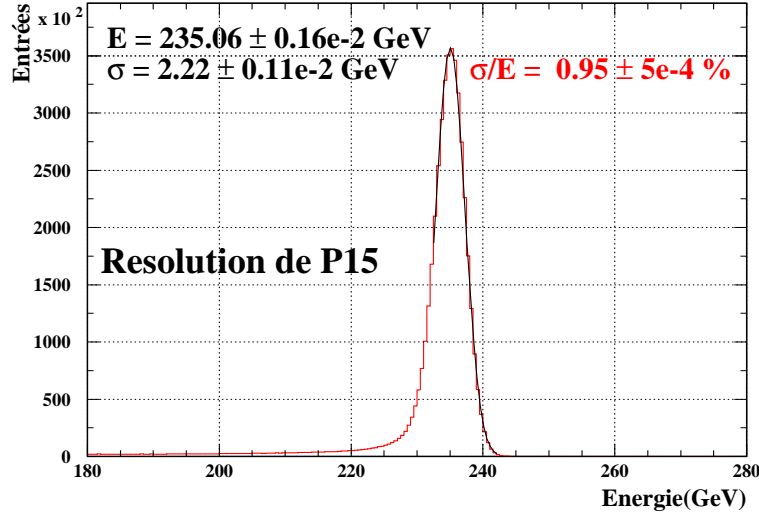


FIG. 5.42 – Spectre en énergie pour le module P15.

La valeur du terme constant global de la résolution en énergie peut être extraite en soustrayant le terme local d'échantillonnage ($\frac{a}{\sqrt{E}}$), le terme de bruit ($\frac{b}{E}$) et la dispersion de l'énergie du faisceau à la valeur de la résolution en énergie ($\frac{\sigma}{E}$) mesurée sur tout le module. La formule utilisée est la suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (5.7)$$

où les valeurs de $a = 9.3 \pm 0.1\%$ et de $b = 170 \text{ MeV}$ [36] sont obtenues par ajustement de la résolution "locale" en fonction de l'énergie du faisceau incident, pour une position fixe de η et φ (la valeur de b ainsi obtenue est

compatible avec la mesure du bruit électronique). Le résultat ainsi obtenu est : $c = 0.69 \pm 0.01\%$.

Pour comparer ce résultat avec le résultat attendu sur une région $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.4$, la résolution par secteur doit être étudiée.

5.2.2 Résolution en énergie par secteur

La fig. 5.43 montre la résolution en énergie des différents secteurs du calorimètre (évaluée de la même façon que la résolution globale (voir le paragraphe précédent)). Comme pour l'étude de l'uniformité par secteur, il est plus approprié de séparer les deux traversées étanches (la traversée étanche 0 étant identique à celles utilisées dans ATLAS).

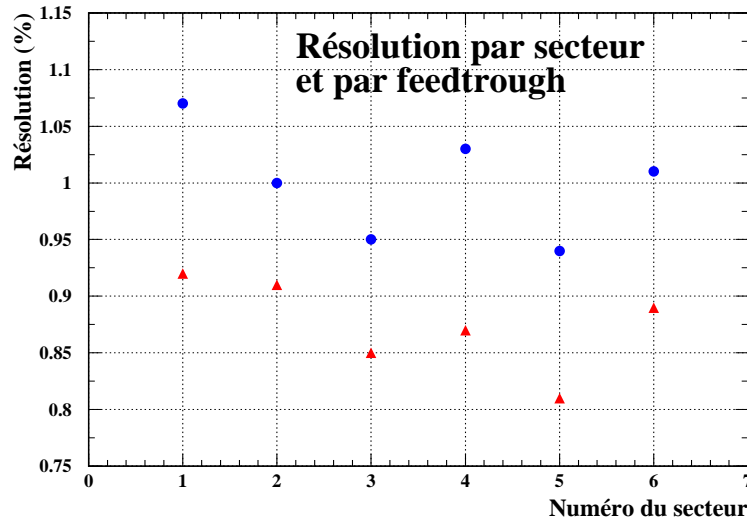


FIG. 5.43 – Résolution de $P13$ par secteur et par traversée étanche. Les triangles rouges correspondent à la traversée étanche 0, les ronds bleus à la traversée étanche -1

La fig. 5.43 montre donc les résultats concernant la résolution en énergie pour des zones $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$. En utilisant la même procédure que dans le paragraphe précédent, on obtient pour le terme constant de la résolution en énergie des valeurs comprises entre 0.47 % (secteur 5) et 0.65 % (secteur 1) dans les 6 régions de la traversée étanche 0.

5.3 Comparaison de l'énergie absolue entre les modules

Afin de contrôler les effets de température, des sondes sont disposées en divers endroits sur les modules. La sensibilité des capteurs est de l'ordre de 10 mK. L'effet des variations de température d'un module à l'autre peut être traité de façon globale. La température moyenne de l'argon au cours de la période de prise de données pour P15 était de 88.92 K. Lors des prises de données de P13, la température était de 89.21 K, soit une différence $\Delta T = 0.29$ K. La température de référence dans EMTB est de 90.05 K. Le tableau 5.2 résume les températures, les différences de température avec la température de référence et la variation de l'énergie correspondante pour les modules P13 et P15.

Module testé	Température	$\Delta\langle T \rangle$	$\Delta\langle E \rangle$	E_{ref}
P15	88.92 K	1.13 K	-5.3 GeV	230.6 GeV
P13	89.21 K	0.84 K	-3.9 GeV	229.4 GeV

TAB. 5.2 – Températures de l'argon pour P13 et P15, ainsi que les variations de l'énergie par rapport à la température de référence.

En prenant en compte les effets de température, la différence d'énergie entre les modules P15 et P13 n'est plus que de 1.2 GeV. Il est toutefois plus approprié de regarder l'évolution de la traversée étanche 0, étant donné que son comportement est moins affecté par le problème de diaphonie par rapport à la traversée étanche -1. L'énergie moyenne calculée pour la traversée étanche 0 de P13 est de 233.58 GeV, et celle de P15 est de 235.90 GeV. La différence d'énergie, à la température de référence entre les deux modules, pour la traversée étanche 0, est de 0.9 GeV. Le module M10 ne peut être comparé aux autres dans cette étude car la mesure de la température dans le cryostat n'était pas disponible.

5.4 Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre les objectifs et les moyens mis en œuvre pour les tests en faisceau des modules de série de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS ainsi que les étapes de la reconstruction de l'énergie déposée dans ce sous-détecteur.

Dans un deuxième temps, nous avons vu les différents problèmes qui sont

intervenues lors des campagnes de tests et les critères de sélection sur les cellules utilisés dans l'analyse sur l'uniformité du calorimètre. Le taux de cellules utilisées dans cette étude est de l'ordre de 80 %, mais il est à noter que la très grande majorité des problèmes rencontrés ne proviennent pas du détecteur en soi, mais du système de lecture.

Les différentes corrections géométriques appliquées aux données ont été décrites et les résultats sur l'uniformité et sur le calcul du terme constant de la résolution en énergie ont été présentés.

Dans le cas de la traversée étanche identique à celle utilisée dans ATLAS, les objectifs sur le terme constant imposés par le programme de physique d'ATLAS sont atteints, avec un terme constant $\lesssim 0.5\%$ dans chaque secteur et un terme constant global de l'ordre de 0.7 %.

Chapitre 6

Etude du Z' et de ses bruits de fond dans ATLAS

Ce chapitre présente les études de simulation réalisées dans le cadre de ma thèse sur la recherche directe d'un nouveau boson de jauge neutre Z' avec le détecteur ATLAS au LHC.

La recherche de cette particule et la discrimination entre les différents modèles de Grande Unification sont des thèmes importants du programme de physique au Tevatron, au LHC et aux futurs accélérateurs. Un nouveau boson de jauge pourrait être découvert prochainement au Tevatron. Le potentiel de découverte du LHC est grand : avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} , le LHC pourrait découvrir de façon directe le Z' jusqu'à des masses de 5 TeV [40].

Au début de mon étude, les résultats existants étaient basés uniquement sur la génération Monte-Carlo ou dans le cadre de la simulation rapide d'ATLAS, ATLFAST [41], avec modèle SSM [8] [40]. Le but de cette étude est donc de revisiter les anciens résultats et de concentrer l'attention sur la mesure de la masse, de la largeur et de l'asymétrie du Z' pour les différents modèles de Grande Unification, en utilisant ATLFAST.

Cette année, des études additionnelles [42] [43] et des indications de plus en plus précises sur la possibilité de distinguer les différents modèles de Grande Unification se sont ajoutées aux anciens résultats.

6.1 Génération et simulation du détecteur

Les événements de signal et de fond ont été produits avec le générateur PYTHIA 6.203 [44], dans lequel la paramétrisation des fonctions de structures CTEQ5L a été utilisée. La reconstruction des événements a été effectuée à l'aide du programme de simulation rapide du détecteur ATLAS, ATLFast. A partir de la liste des particules de l'événement, ce programme donne la liste des leptons et des photons isolés, des jets reconstruit et de l'énergie manquante. Dans ATLFast, les performances des sous détecteurs d'ATLAS sont décrites par des paramétrisations basées sur la simulation complète ou sur les résultats des tests en faisceau. Le bruit électronique et les effets d'empilement ne sont pas inclus.

Un aspect particulier de l'analyse, concernant la possibilité de mesurer la largeur intrinsèque du Z' , a été étudiée avec la simulation détaillée du détecteur. Dans cette étude, le programme ATLSIM, l'ancien programme de génération, de simulation et de reconstruction d'ATLAS, basé sur PYTHIA et sur Geant 3, a été utilisé.

6.2 Calcul des couplages : les différents modèles

Ce paragraphe décrit le calcul des couplages vectoriels et axiaux du Z' aux fermions standards pour les différents modèles de Grande Unification décrits dans le chapitre 1. Les valeurs par défaut de ces couplages dans le programme PYTHIA sont remplacés par les valeurs calculées pour chaque modèle analysé.

Dans l'étude présentée ici, ces couplages axiaux et vectoriels sont supposés indépendants de la génération de fermions considérée. Les désintégrations du Z' en paires de W, en Higgs ou en particules exotiques sont des processus rares et elles ne sont pas autorisées.

Pour les modèles qui ne comportent que des groupes additionnels de type $U(1)$, le tableau 6.1 donne les règles de calcul des couplages vectoriels et axiaux du Z' aux fermions standards [7], à partir des charges q'_i associées au groupe additionnel $U(1)$. Les grandeurs g et g_{12} sont les constantes de couplage définies dans le chapitre 1 (paragraphe 1.2.1). Les symboles q' représentent les nouvelles charges des champs des quarks (q'_{qL}) et des leptons (q'_{lL}) de chiralité gauche et des champs complexes conjugués des quarks (q'_{uL} et q'_{dL}) et des leptons (q'_{eL}). Les valeurs de q'_{qL} , q'_{uL} , q'_{dL} , q'_{lL} et q'_{eL} , dans les

modèles χ , η et ψ sont donnés dans le tableau 6.2.

Fermion	$g_v^f/2$	$g_a^f/2$
u	$g \left[(q'_{qL} - q'_{u_L^c}) + \frac{g_{12}}{g} \frac{5}{6} \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$	$g \left[(q'_{qL} + u_L^c) + \frac{g_{12}}{g} \left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$
d	$g \left[(q'_{qL} - q'_{d_L^c}) + \frac{g_{12}}{g} \left(-\frac{1}{6}\right) \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$	$g \left[(q'_{qL} + d_L^c) + \frac{g_{12}}{g} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$
ν	$g \left[q'_{l_L} + \frac{g_{12}}{g} \left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$	$g \left[q'_{l_L} + \frac{g_{12}}{g} \left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$
e	$g \left[(q'_{qL} - q'_{e_L^c}) + \frac{g_{12}}{g} \left(-\frac{3}{2}\right) \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$	$g \left[(q'_{qL} + q'_{e_L^c}) + \frac{g_{12}}{g} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{5}} \right]$

TAB. 6.1 – Règles de calcul des couplages vectoriels et axiaux du boson Z' avec les fermions standards [7].

Comme cela a déjà été expliqué, les modèles χ , η et ψ correspondent à des valeurs différentes du paramètre, β , représentant un angle de mélange entre les deux groupes $U(1)$ indépendants qui apparaissent dans la décomposition de E_6 : $U(1)_\chi$ et $U(1)_\psi$. De façon générale, on peut écrire :

$$Q_{E_6} = Q'_\chi \cos\beta + Q'_\psi \sin\beta. \quad (6.1)$$

Les modèles χ , η et ψ correspondent respectivement à des valeurs de $\beta = 0$, $\frac{\pi}{2}$ et $-\arctan\sqrt{\frac{5}{3}}$. Dans tous ces modèles, on suppose $g_{12}=0$ et $g = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{e}{c_W}$, où c_W est le cosinus de l'angle de Weinberg.

Charge Q'	χ	ψ	η
q'_{qL}	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
$q'_{u_L^c}$	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$
$q'_{d_L^c}$	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$
q'_{l_L}	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$
$q'_{e_L^c}$	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{6}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$

TAB. 6.2 – Charges associées au groupe additionnel $U(1)$ pour les modèles χ , η et ψ .

Dans les modèles Left-Right (LR), les interactions neutres peuvent aussi être ramenées à des cas particuliers ayant le même type de lagrangien (equation 1.15). Ces modèles LR peuvent être paramétrés par le rapport $\kappa = \frac{g_R}{g_L}$ des constantes de couplage des nouveaux groupes $SU(2)_R$ et $SU(2)_L$. Le paramètre κ doit être supérieur à $\frac{s_W}{c_W} \simeq 0.55$ [7]. Les nouvelles charges sont

identiques à celles utilisées pour le modèle $\chi : Q'_{LR}=Q'_\chi$. Dans le cas des modèles LR, les valeurs de g et g_{12} sont données par :

$$\begin{aligned} g &= \frac{e}{c_W} \sqrt{\frac{2}{5} \frac{\beta^2+1}{\beta}}, \\ \frac{g_{12}}{g} &= \sqrt{\frac{1}{6} \frac{3\beta^2-2}{\beta^2+1}}, \\ \beta &= \sqrt{\kappa^2 \cot^2 \Theta_W - 1}. \end{aligned} \tag{6.2}$$

Deux valeurs de κ sont utilisées dans mon étude, $\kappa = 1$ et $\kappa = 0.75$. Le modèle LR avec $\kappa = 1$, où les groupes $SU(2)_R$ et $SU(2)_L$ interviennent de façon symétrique, sera appelé LR_1 . Le modèle LR avec $\kappa = 0.75$ sera appelé $LR_{0.75}$.

6.3 Sections efficaces et largeurs

La fig. 6.1 montre la valeur de la section efficace de production du Z' , multipliée par le rapport d'embranchement pour les processus $Z' \rightarrow e^+e^-$, pour différentes masses et pour les modèles considérés dans mon étude¹. Les valeurs représentées sont données par le générateur d'événements PYTHIA. On voit que le modèle SSM est le plus optimiste puisqu'il possède la section efficace la plus élevée. Pour une efficacité de sélection égale à 1 et une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , si la masse du Z' est 1 TeV, le nombre d'événements de signal varie entre ≈ 1000 et 4500 selon les modèles; par contre, si la masse du Z' est 4 TeV, on attend seulement quelques événements (entre ≈ 1 et 3).

La fig. 6.2 montre la largeur totale du Z' en fonction de sa masse pour les mêmes modèles décrits précédemment. La largeur du Z' varie linéairement avec sa masse. Dans le cas du modèle SSM, la largeur du Z' est de l'ordre de 3 % de sa masse. Les autres modèles ont une largeur de Z' plus petite, variant entre 2.3 % et 0.5 % de la masse du Z' .

On peut remarquer que la section efficace et la largeur du Z' sont différentes d'un modèle à l'autre pour une masse donnée et donc, leur mesure pourrait permettre de discriminer les modèles. La variable discriminante entre les modèles est le produit $\sigma_{e^+e^-} \cdot \Gamma$, car les valeurs de $\sigma_{e^+e^-}$ et de Γ séparément changent si il y a des canaux additionnels de désintégration possibles du Z' (par exemple en neutralinos) [40].

De plus il faut remarquer que, à cause de la résolution du détecteur sur

1. Le produit de la section efficace totale, σ_{tot} , et du rapport d'embranchement en paire e^+e^- , $B_{e^+e^-}$, est appelé section efficace "électronique", indiqué par $\sigma_{e^+e^-}$.

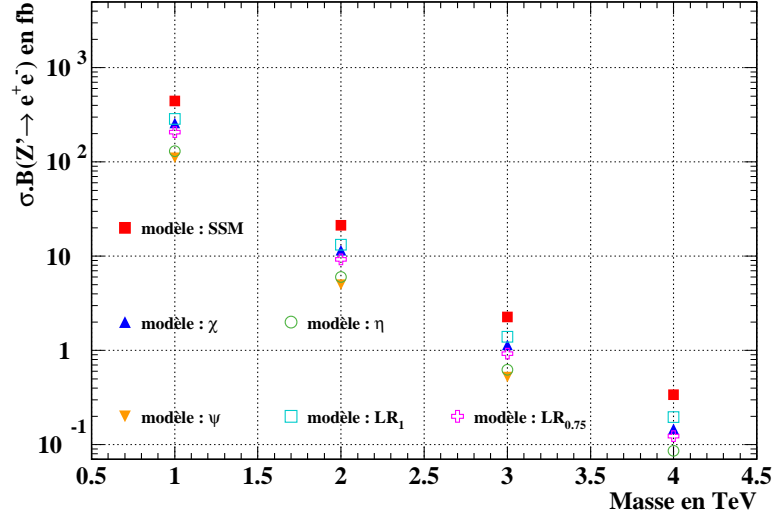


FIG. 6.1 – Sections efficaces calculées dans *PYTHIA* pour les modèles considérés.

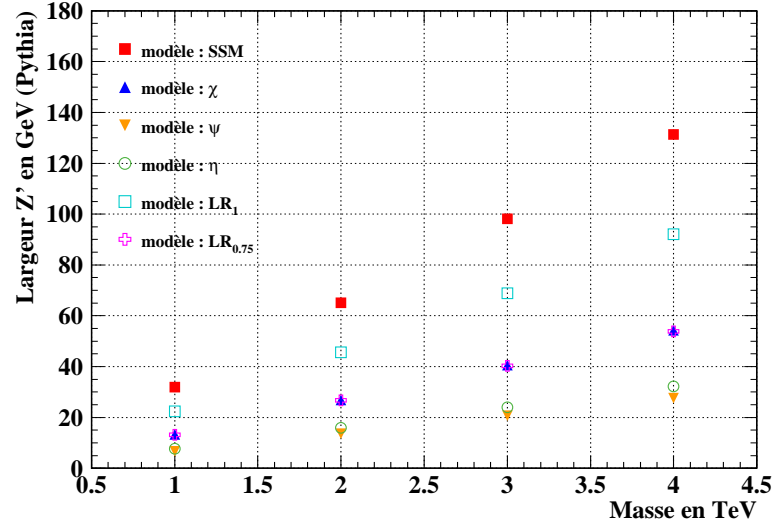


FIG. 6.2 – Largeurs du Z' calculées dans *PYTHIA* pour les modèles considérés.

la masse reconstruite, la mesure de Γ peut s'avérer difficile pour les modèles avec une petite largeur. Cet aspect sera développé dans le paragraphe 6.10. La relation suivante montre la dépendance de la largeur partielle de désintégration du Z' en paires de fermions des coefficients de couplages g_v et g_a de ces fermions au Z' :

$$\Gamma_{Z'}^f \propto N_c \frac{g^2}{c_w^2} M_{Z'} (g_v^2 + g_a^2), \quad (6.3)$$

où N_c est un facteur de couleur (1 pour les leptons, 3 pour les quarks), et où la masse des leptons a été négligée.

6.4 Cinématique du signal

Ce paragraphe est consacré à l'étude cinématique du processus $Z' \rightarrow f\bar{f}$, où f représente un fermion standard et le Z' est produit par l'interaction proton-proton à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV. Cette étude a pour objectif de comprendre les caractéristiques cinématiques des événements de signal en vue d'une optimisation des critères de sélection. Comme exemple, le cas d'un Z' de 2 TeV dans le cadre du modèle SSM se désintégrant en une paire électron-positon est présenté. Les caractéristiques cinématiques des événements avec une paire $f\bar{f}$ de type différent ou pour les autres modèles mentionnés dans le paragraphe précédent sont similaires à celle présentées ici². Les distributions de ce paragraphe sont obtenues au niveau de la génération et sans inclure les effets de la radiation de photons dans l'état initial (ISR) et final (FSR). Les variables cinématiques considérées sont définies dans le chapitre 2 (paragraphe 2.1.2). Le nombre d'événements générés pour les études présentées dans ce paragraphe et dans le suivant est de 100000, ce qui correspond à une luminosité intégrée très élevée. Cette statistique élevée permet de faire une étude précise de la cinématique et des critères de sélection du signal.

La fig. 6.3 représente la distribution en pseudo-rapacité, η , du Z' du modèle SSM. Cette distribution montre que le Z' est produit "vers l'avant". En effet, la production du Z' se fait par l'interaction d'un quark de valence avec un antiquark de la mer (fig. 1.2, chapitre 1). Cette interaction est très asymétrique énergiquement, ce qui confère au Z' une faible impulsion transverse (fig. 6.4).

Puisque le Z' a une faible impulsion transverse, les deux leptons sont produits avec des impulsions transverses presque identiques (fig. 6.5). La distribution

2. La possibilité d'utiliser la distribution en rapidité du Z' pour discriminer parmi les différents modèles a été suggérée [40]. Elle ne sera pas discutée par la suite.

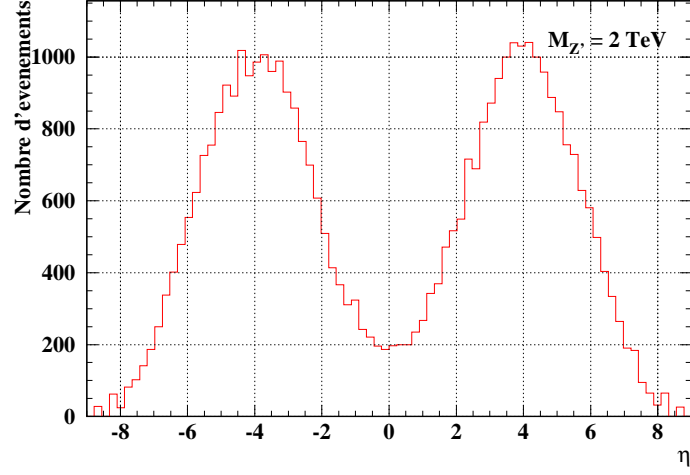


FIG. 6.3 – *Distribution en η d'un Z' de 2 TeV (modèle SSM), au niveau de la génération.*

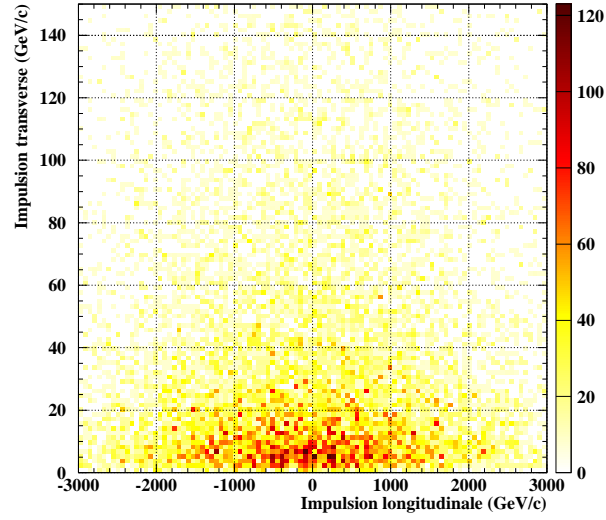


FIG. 6.4 – *Impulsion transverse en fonction de l'impulsion longitudinale pour un Z' de 2 TeV (modèle SSM), au niveau de la génération.*

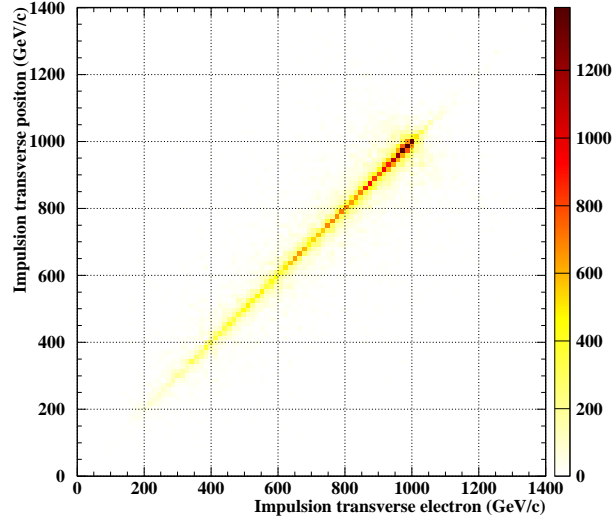


FIG. 6.5 – *Impulsion transverse du positron en fonction de l'impulsion transverse de l'électron dans la désintégration électronique d'un Z' de 2 TeV au niveau de la génération.*

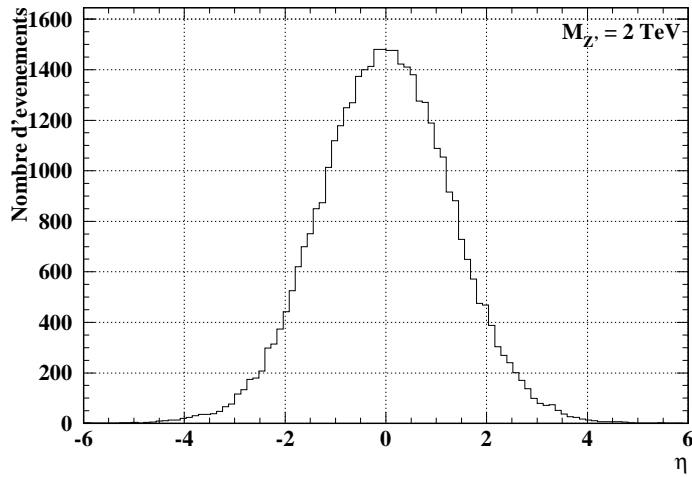


FIG. 6.6 – *Distribution en η de l'électron issu de la désintégration du Z' .*

de l'impulsion transverse de chaque lepton suit une distribution jacobienne avec un pic à la moitié de la masse du Z' . Ces caractéristiques laissent prévoir que la distribution en η des produits de désintégration du Z' est centrée autour de $\eta = 0$. La fig. 6.6 montre la distributions en η de l'électron issu de la désintégration du Z' et confirme cette prédiction.

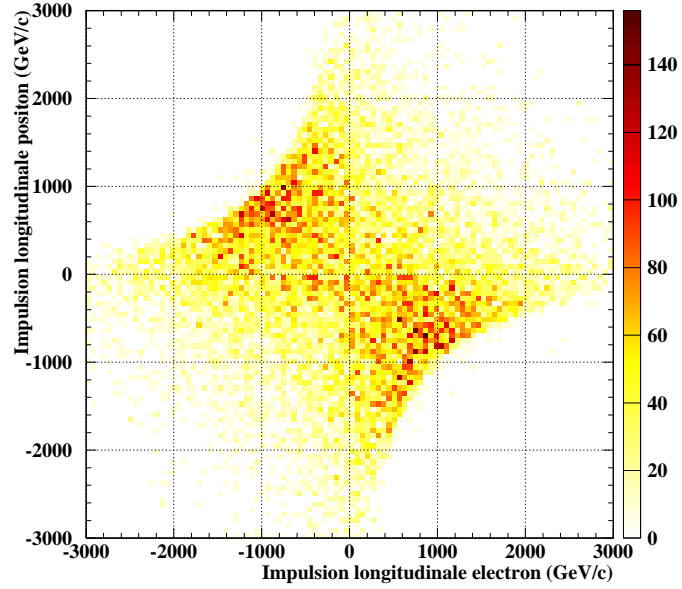


FIG. 6.7 – *Impulsion longitudinale du positon en fonction de l'impulsion longitudinale de l'électron dans la désintégration électronique d'un Z' de 2 TeV dans le modèle SSM.*

Etant donné la masse élevée du Z' , l'énergie de la collision est en grande partie utilisée pour sa production. Ceci implique que les leptons issus de la désintégration du Z' sont produits presque dos à dos. La fig. 6.7 montre l'impulsion longitudinale, p_z , du positon en fonction de l'impulsion longitudinale de l'électrons. On voit sur cette figure que dans la majorité des cas les électrons et les positons ont une impulsion longitudinale de signe opposé.

6.5 Critères de sélection du signal

L'histogramme bleu de la fig. 6.8 montre la distribution en η d'un Z' de 2 TeV, obtenue en reconstruisant la direction du Z' à partir des impulsions des

paires de leptons isolés reconstruites par la simulation rapide, ATLFAST. Seuls les événements avec au moins deux électrons satisfaisant les critères de sélections par défaut sont considérés. Ces critères sont reportés dans le tableau 6.3. Sur la même figure, l'histogramme rouge montre, pour le même nombre d'événements, la distribution en η du Z' , au niveau de la génération et sans critères de sélection.

La fig. 6.9 montre le rapport entre les deux histogrammes de la fig. 6.8. On voit qu'un peu plus de 40 % des événements sont perdus. Pour comprendre l'origine de cette perte de signal, les critères de sélection des leptons isolés dans ATLFAST ont été examinés. Le tableau 6.3, résume les critères de sélection et la fraction d'événements perdus quand chaque critère (un à la fois) est inhibé, les autres restant en place.

Dans le tableau 6.3 la variable ΔR_1 est définie pour chaque électron par la relation :

$$\Delta R_1 = \sqrt{(\eta_e - \eta_a)^2 + (\varphi_e - \varphi_a)^2}, \quad (6.4)$$

où η_e et φ_e (η_a et φ_a) représentent respectivement la pseudo-rapacité et l'angle azimutal de l'électron (d'un amas). Cette variable est utilisée pour l'identification des électrons, c'est-à-dire pour déterminer quel amas correspond à la trace de l'électron : parmi les amas qui vérifient $\Delta R_1 < 0.15$ rad, celui qui correspond à l'électron est le plus proche de la direction de la trace de l'électron. La variable ΔR_2 est définie de la même manière autour de l'axe de l'électron afin de vérifier si l'électron est isolé des autres amas (pour l'isolation $\Delta R_2 > 0.4$ rad). La variable ΔR_3 ($= 0.2$ rad) est aussi définie autour de l'axe de l'électron et permet de construire un cône pour le calcul de l'énergie déposée. Si l'énergie déposée dans ce cône, est supérieure à 10 GeV, l'électron n'est pas considéré comme isolé.

Les résultats montrent que si l'on élargi les coupures sur le rayon du cône utilisé pour l'identification des amas ($\Delta R_1 = 0.5$ rad) ou si l'on inhibe la coupure sur la taille du rayon du cône entre deux amas ($\Delta R_2 = 0$ rad), la fraction d'événements perdus reste de l'ordre de 40%. Par contre, si l'on inhibe les coupures sur le rayon du cône autour de la direction de l'électron pour le calcul de l'énergie déposée et par conséquent sur E_{max} (ces deux coupures sont traitées ensemble étant donnée qu'elles sont corrélées), seulement 9.7 % des événements sont perdus (fig. 6.10 et 6.11). Ce dernier critère est par conséquent le plus sévère.

En effet, les coupures utilisées par défaut dans la simulation rapide du détec-

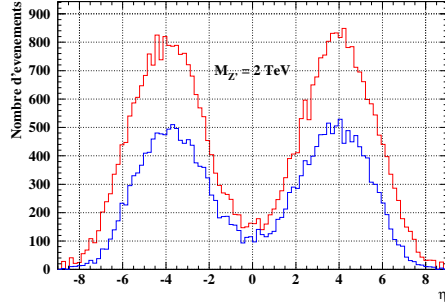


FIG. 6.8 – Distribution en η du Z' au niveau de la génération (histogramme rouge) et après la simulation du détecteur (histogramme bleu).

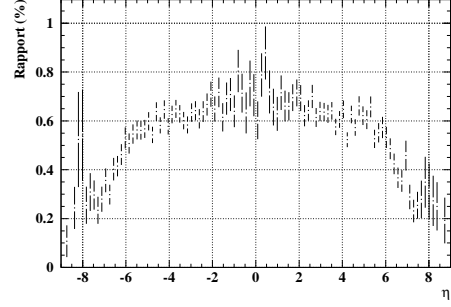


FIG. 6.9 – Rapport entre les distributions de la fig. 6.8. Environ 60 % des événements initiaux sont conservés.

Type de sélection	Valeur	Variation	Événements perdus après inhibition des critères d'isolation
Impulsion minimum de l'électron	5 GeV	-	-
Position en η maximum de l'électron	2.5	-	-
Rayon maximum, ΔR_1 , du cône utilisé pour l'identification des électrons	0.15 rad	$\rightarrow 0.5$ rad	40.1 %
Rayon minimum, ΔR_2 , du cône séparant deux amas (électron-amas)	0.4 rad	$\rightarrow 0$ rad	40 %
Rayon du cône, ΔR_3 , autour de l'axe de l'électron pour le calcul de l'énergie déposée	0.2 rad	$\rightarrow 0$ rad	9.7 %
Energie maximum (E_{max}), autre que celle de l'électron, dans le cône de rayon ΔR_3	10 GeV		

TAB. 6.3 – Critères de sélection par défaut des électrons isolés dans ATLAS, et leur effet.

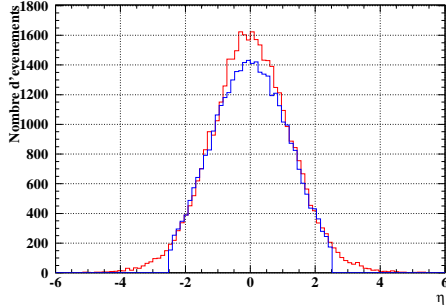


FIG. 6.10 – Distribution en η du positon généré par PYTHIA (rouge) et après sa simulation dans le détecteur (bleu). Les coupures d'isolation sur ΔR_3 et E_{max} sont inhibées.

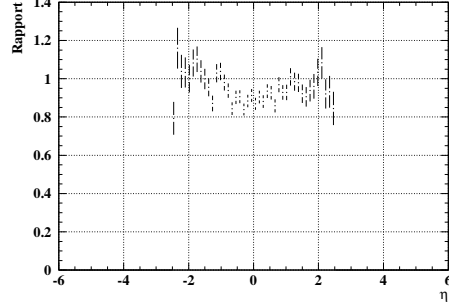


FIG. 6.11 – Rapport entre les distributions de la fig. 6.10. Cette figure indique un rapport supérieur à 1, ceci est dû à un étalement de l'énergie des leptons à cause de la résolution du détecteur.

teur ont été optimisées pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux paires e^+e^- d'énergie inférieure à la centaine de GeV (ces critères donnent 95.3 % d'efficacité pour les électrons du processus $H \rightarrow e^+e^-e^+e^-$).

La recherche du Z' est caractérisée par la présence de leptons isolés d'une énergie de l'ordre du TeV et implique la détection d'événements avec un bruit moins sévère. La dernière coupure d'isolation pourrait être relâchée comme on le verra dans la suite.

Etant donné l'énergie élevée des électrons de désintégration du Z' (fig. 6.5), la valeur du seuil sur l'impulsion transverse (p_T) des électrons a été élevée à 50 GeV³. On impose, de plus, que l'angle entre les électrons et les positons soit ≥ 2.8 rad et que les charges des leptons soient opposées. Ces critères n'introduisent aucune pertes d'événements de signal.

6.6 Les bruits de fond

Les événements de bruit de fond pour la recherche d'un Z' se désintégrant en deux électrons sont les événements caractérisés par la présence d'une paire de "candidats" électrons/positons de haute impulsion transverse. Les

3. Il est à noter que les critères de déclenchement d'ATLAS requièrent un électron avec un $p_t \geq 25$ GeV ou deux électrons avec un $p_t \geq 20$ GeV.

candidats sont des particules qui produisent dans le détecteur une signature expérimentale d'électrons : les vrais électrons (positons), les photons, les jets d'événements QCD mal étiquetés.

Dans la suite, le fond dû à la mauvaise identification des photons et des jets QCD n'est pas traité car cet aspect requiert l'utilisation de la simulation détaillée. D'autre part, le nombre d'événements de fond attendu est faible et l'utilisation des critères de sélection des photons et des jets devrait permettre aisément de rejeter ce fond sans perte appréciable de signal.

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, les événements de fond principaux d'un Z' se désintégrant en paire de leptons proviennent principalement du processus de Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$). Ce fond est irréductible, puisque la cinématique de production et de désintégration des bosons de jauge ordinaires (Z, γ) est identique aux processus de production et de désintégration du Z' . Ce fond est dit "continu".

Les autres événements de bruit de fond sont :

- le canal $\gamma Z \rightarrow \gamma e^+e^-$, où le photon est rayonné directement par l'un des deux quarks initiaux et la paire de leptons provient de la désintégration du Z ,
- le canal $W^+ W^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$,
- la désintégration semi-leptonique des quarks lourds, principalement le quark top (et le quark beau) : $t\bar{t} \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$.
- le canal $Z W^\pm \rightarrow e^+e^-e^\pm\nu_e$,
- le processus Drell-Yan dans le canal $\tau^+\tau^- \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$,
- le processus $ZZ \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

La fig. 6.12 montre les distributions de la masse invariante de la paire de leptons issue des différents processus de fond, après la simulation rapide du détecteur. Les critères de sélection décrits dans le paragraphe précédent ont été appliqués.

Les fig. 6.13 et 6.14 montrent la proportion de chacun des canaux de fond par rapport à la somme de tous ces canaux. On voit sur la fig. 6.13 que le processus Drell-Yan est dominant, à toutes les valeurs de masse invariante. Il représente environ 80 % du fond total. La fig. 6.14 montre que les désintégrations semi-leptoniques des paires $t\bar{t}$ et le canal $Z W^\pm \rightarrow l^+l^-l^\pm\nu_l$ sont des fonds qui représentent moins de 1 % du fond total. Les canaux $W^+ W^- \rightarrow l^+\nu_l l^-\bar{\nu}_l$ et $\gamma Z \rightarrow \gamma l^+l^-$ représentent respectivement chacun ≈ 10 % du fond total.

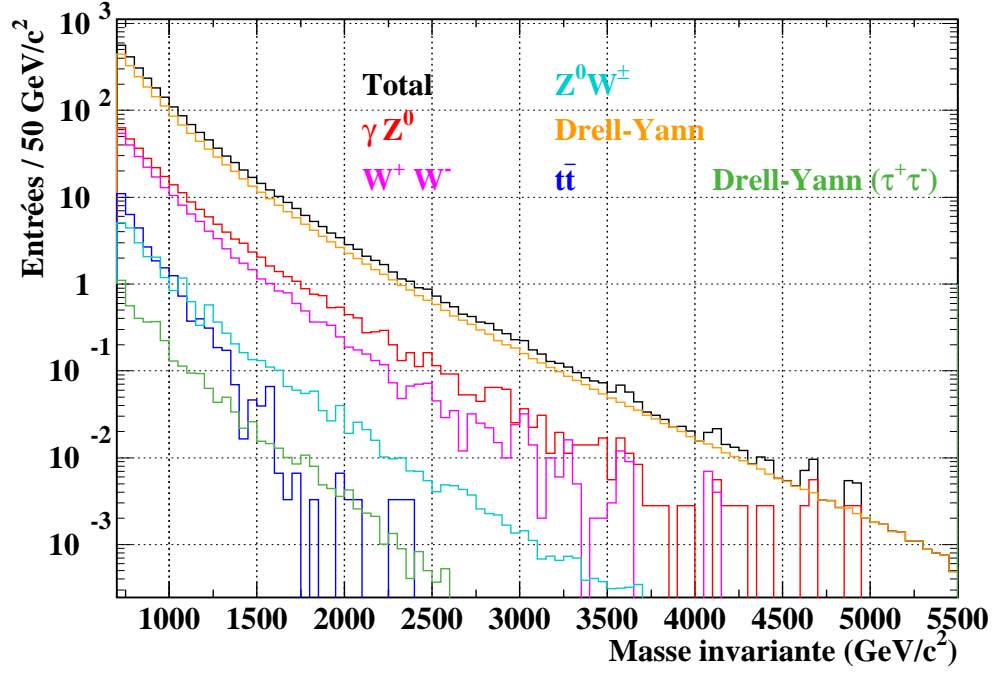


FIG. 6.12 – Distribution de la masse invariante de la paire de leptons issue de différents types de bruits de fond, normalisée à une luminosité intégrée de $L=100 \text{ fb}^{-1}$.

Le processus Drell-Yan dans le canal avec des paires de tau est de l'ordre de quelque % du fond total (il n'est pas représenté dans la fig. 6.14).

6.7 Optimisation du rapport signal sur bruit

Le critère de sélection sur l'énergie, E_{max} déposé dans le cône de rayon ΔR_3 a été étudié pour le fond. Le rapport entre le signal et le fond reste constant, si, pour une valeur donnée de ΔR_3 , la valeur de E_{max} augmente. La raison de ce résultat est que les autres critères sélectionnent déjà des événements de bruit de fond avec la même cinématique que les événements Z' . Le critère de sélection sur ΔR_3 peut donc être relâché.

Un autre critère de sélection qui a été étudié afin de diminuer les fonds réductibles (le Drell-Yan en $\tau^+\tau^-$, le canal W^+W^- , etc) est l'énergie transverse manquante. En effet la plupart des processus de fond réductibles font intervenir des neutrinos dans l'état final.

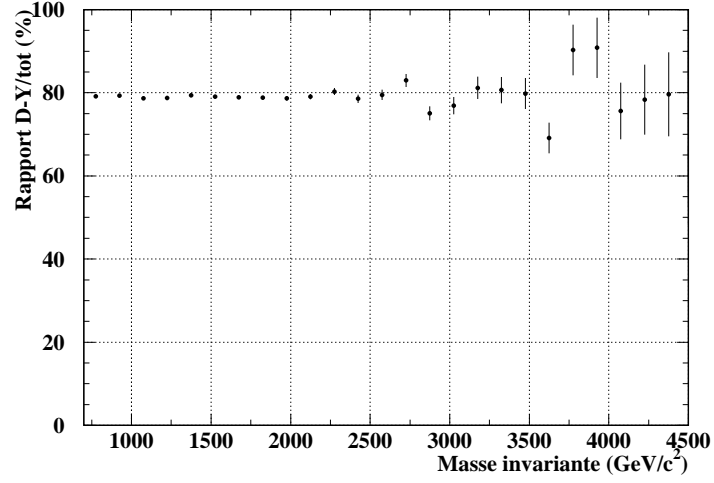


FIG. 6.13 – *Proportion du processus Drell-Yan en %, par rapport à la totalité des bruits de fond.*

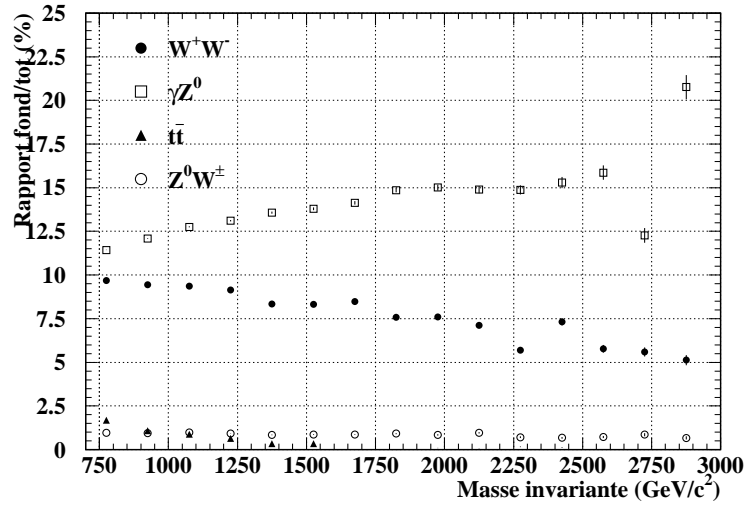


FIG. 6.14 – *Proportion des autres bruits de fond en %, par rapport à la totalité des bruits de fond.*

La fig. 6.15 montre la distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal, $Z' \rightarrow e^+e^-$, $M_{Z'} = 1$ TeV (modèle SSM) et pour les canaux de fond Drell-Yan en $\tau^+\tau^-$ et W^+W^- .

Comme prévu, l'énergie transverse manquante pour le signal est très faible ($\lesssim 25$ GeV), tandis que l'énergie transverse manquante des processus de fond peuvent s'étendre jusqu'à environ 400 GeV.

La fig. 6.16 montre pour les trois cas précédents la variation du taux d'événements reconstruits en fonction de la valeur du seuil de sélection appliquée sur l'énergie transverse manquante, par rapport au nombre d'événements reconstruits sans cette sélection.

Ces figures montrent que pour une valeur de l'énergie transverse manquante de 18 GeV (ligne noire), moins de 7 % des fonds passent les critères de sélection, tandis que 70 % du signal reconstruit est conservé. Cette valeur limite de l'énergie transverse est la valeur utilisée dans la suite de mon analyse. En utilisant ce critère de sélection, l'efficacité totale de reconstruction du signal est de $\epsilon = 61\%$. Le comportement du fond Drell-Yan, dans ses canaux électroniques et muoniques, est identique à celui du signal et 60 % des événements reconstruits de ce fond passent ce critère de sélection.

Pour réduire le fond Drell-Yan se désintégrant en paires de tau, un critère de sélection qui pourrait être envisagé est la colinéarité (ou la coplanarité⁴) des électrons de l'état final [40]. Etant donné l'énergie très élevée à laquelle sont produit les τ , les électrons issus de leur désintégration gardent en moyenne la même direction. Cela implique que les distributions de l'angle entre les deux électrons de l'état final sont similaires pour le signal, pour le Drell-Yan dans le canal électronique (ou muonique) et pour le Drell-Yan dans le canal en paire de tau. En fait le rapport signal sur bruit en fonction de l'angle de colinéarité est constant.

Dans la suite de mon analyse, seul le processus de Drell-Yan sera considéré car le nombre d'événements issus des processus de fond avec énergie manquante est très faible, et le processus γZ présente trois dépositions d'énergie importantes dans le calorimètre. Il pourra donc être fortement réduit par l'identification des photons.

4. La coplanarité est l'angle entre les deux électrons dans le plan transverse à l'axe du faisceau.

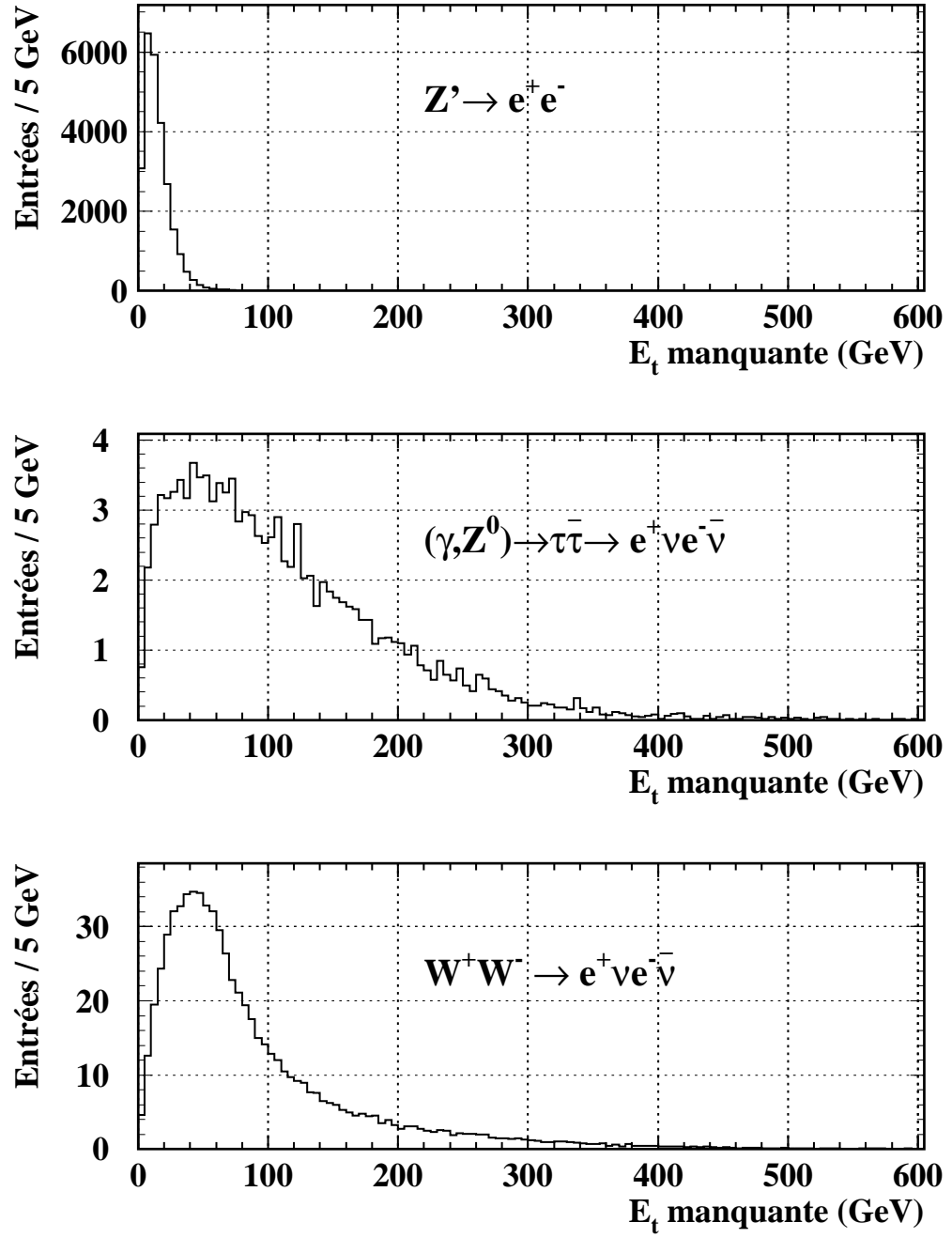


FIG. 6.15 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal (graphique du haut), pour le Drell-Yan dans le canal tauique (graphique du milieu) et pour de canal $W^+ W^- \rightarrow l^+ \nu_l l^- \bar{\nu}_l$ (graphique du bas), normalisées à 100 fb^{-1} .

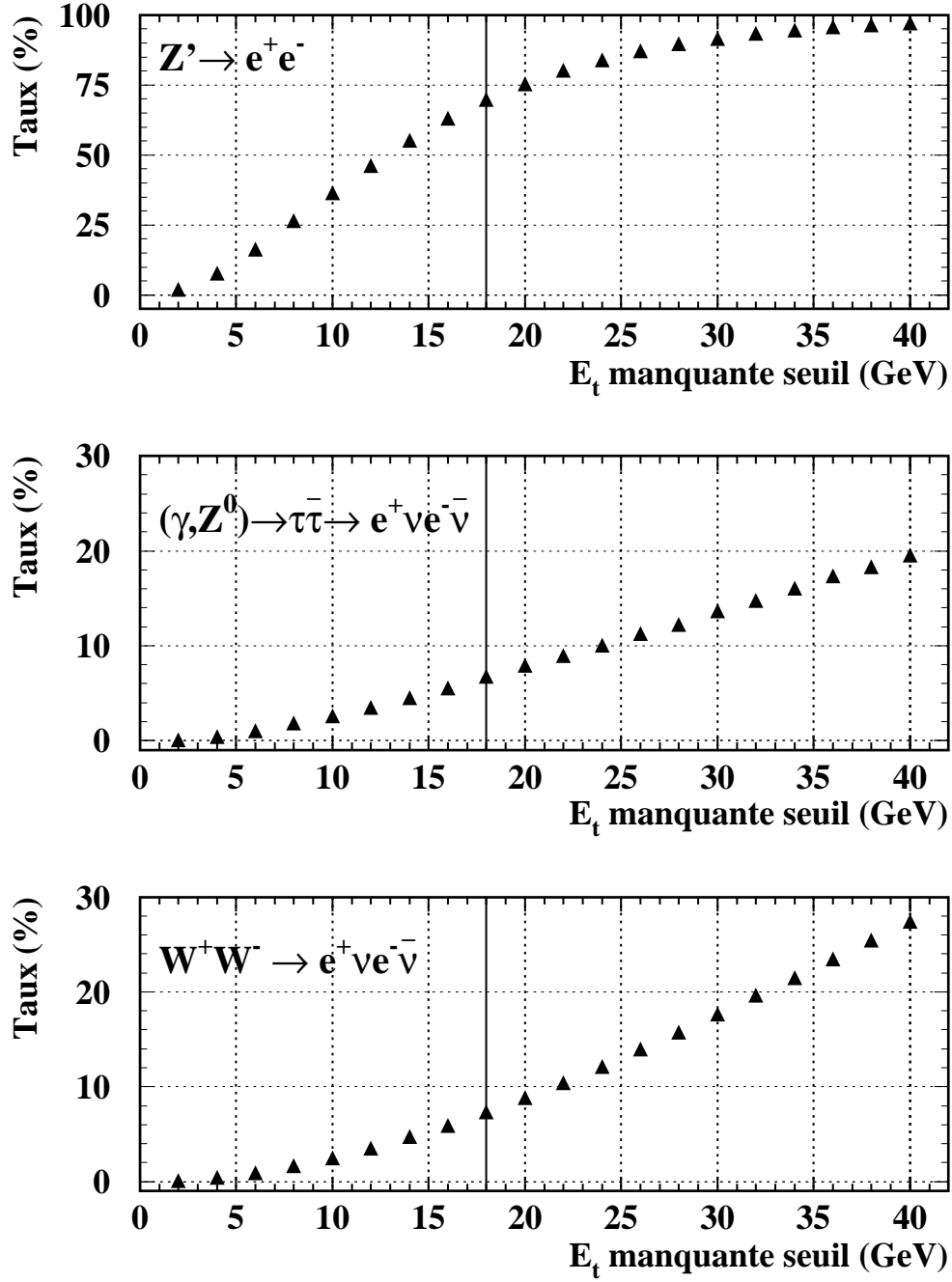


FIG. 6.16 – Variation du taux d'événements reconstruits en fonction de la valeur du seuil appliquée sur l'énergie transverse manquante, par rapport au nombre d'événements reconstruits sans cette sélection.

6.8 Effets systématiques sur la section efficace

Au LHC, l'étude du processus de Drell-Yan revêt un intérêt particulier. D'une part les événements de Drell-Yan constituent un fond pour plusieurs signaux de nouvelle physique, d'autre part ils permettent de contraindre les fonctions de structure du gluon dans le proton. Dans ce paragraphe, les sources d'incertitude systématique possibles sur l'évaluation de la section efficace de production du Z' liées aux incertitudes sur le nombre d'événements issus du processus de Drell-Yan et les effets de non-linéarité du calorimètre sont brièvement évoquées. Une autre source d'erreur systématique importante, liée à la connaissance des fonctions de structure du proton, n'est pas traitée.

6.8.1 Comparaison de différents générateurs : PYTHIA et HERWIG

Cette analyse a pour but de comparer les distributions de masses invariantes des paires de Drell-Yan obtenues avec deux générateurs d'événements différents : PYTHIA et HERWIG.

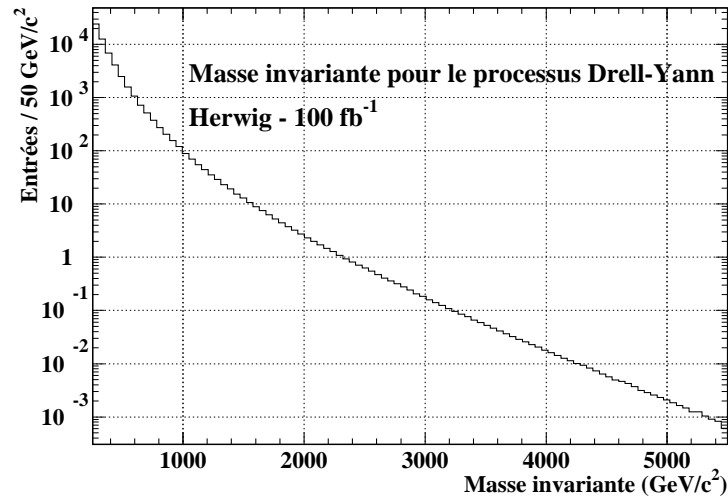


FIG. 6.17 – *Distribution de la masse invariante pour le processus Drell-Yan (canal électronique) normalisée à 100 fb⁻¹, le générateur utilisé étant Herwig.*

La fig. 6.17 montre la distribution de la masse invariante de la paire de leptons du processus Drell-Yan, pour le générateur Herwig, à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Dans les deux cas, les mêmes fonctions de structure sont utilisées. Ce graphique montre que les distributions obtenues avec les deux générateurs sont très similaires. La fig 6.18 montre le rapport bin par bin des deux distribution : $\frac{M_{inv}^{pythia}}{M_{inv}^{herwig}}$.

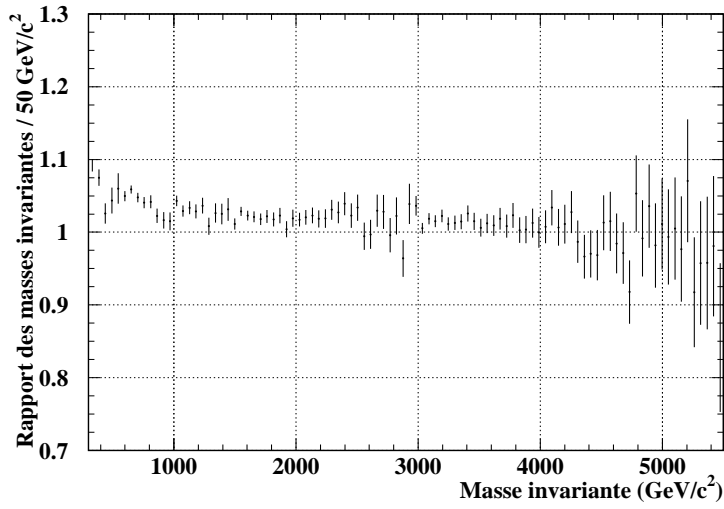


FIG. 6.18 – *Rapports des distributions masse invariante pour Pythia et Herwig. Au-delà de 4.5 TeV, les fluctuations statistiques dues au nombre limité d'événements simulés sont importantes.*

La fig. 6.18 montre que, dans l'état actuel des connaissances, le comportement différent entre les générateurs PYTHIA et HERWIG pourrait engendrer une incertitude de $\approx 5\%$ pour $600 \text{ GeV.c}^{-2} < M < 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ et de $\approx 2.5\%$ pour $1000 \text{ GeV.c}^{-2} < M < 4000 \text{ GeV.c}^{-2}$. Puisque le générateur PYTHIA donne un fond systématiquement plus important, c'est le générateur qui sera utilisé dans la suite pour la détermination des paramètres du Z' .

6.8.2 Effets de la radiation de photons dans l'état final

Cette partie s'attache à étudier l'effet de la radiation de photons dans l'état final sur la distribution de la masse invariante du processus Drell-Yan.

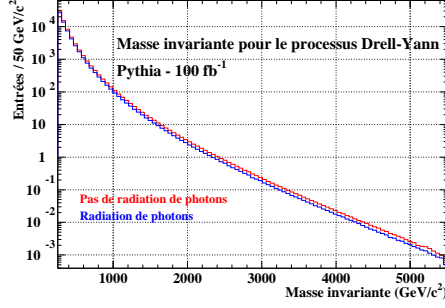


FIG. 6.19 – *Distribution de la masse invariante du processus Drell-Yan sans (rouge) et avec (bleu) radiation de photons dans l'état final avec PYTHIA (100 fb⁻¹).*

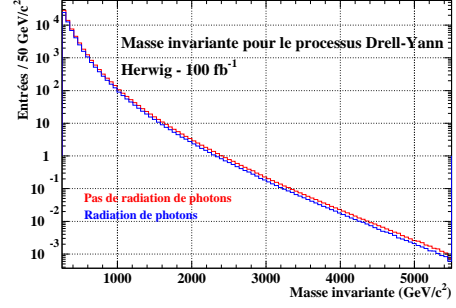


FIG. 6.20 – *Distribution de la masse invariante du processus Drell-Yan sans radiation (rouge) et avec (bleu) de photons dans l'état final avec HERWIG (100 fb⁻¹).*

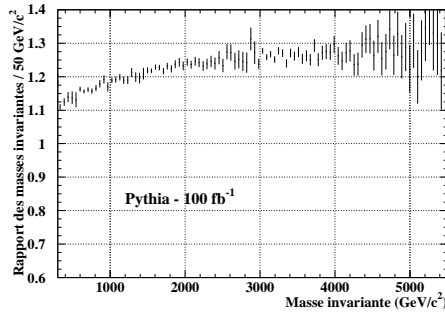


FIG. 6.21 – *Rapport des distribution sans et avec radiation de photons, pour PYTHIA.*

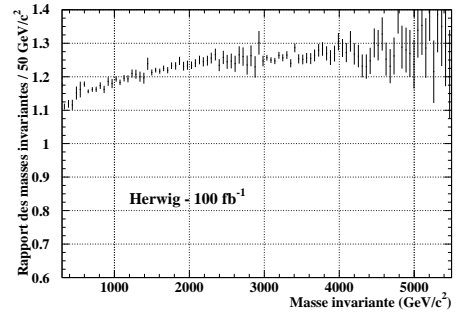


FIG. 6.22 – *Rapport des distribution sans et avec radiation de photons, pour HERWIG.*

Pour ce faire, la radiation de photons a été inhibée aussi bien pour le générateur PYTHIA que pour le générateur HERWIG.

Les fig. 6.19 et 6.20 montrent, respectivement pour PYTHIA et HERWIG, les distributions des masses invariantes sans (en rouge), et avec (en bleu), radiation de photons dans l'état final, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Les fig. 6.21 et 6.22 montrent le rapport entre les deux distributions de masse invariante pour les deux générateurs, le spectre de masse invariante change de façon appréciable. Cet effet pourrait être une contribution possible à l'erreur systématique sur la section efficace de production du Z' .

6.8.3 Effets de la variation de la linéarité

Le but de cette analyse est d'étudier le comportement du bruit Drell-Yan face à une variation de la linéarité du calorimètre. ATLAS sera étalonné avec les événements au pic du Z , qui se désintègre en électrons d'énergie plus faible par rapport aux électrons provenant des désintégrations du Z' . Une non-linéarité du calorimètre à des énergies bien plus élevées de celle d'étalonnage pourrait changer la forme du fond et du signal.

Pour étudier les variations de la forme du fond dues à cet effet, un échantillon d'événements de type $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* Z \rightarrow e^+e^-$ correspondant à 10000 fb^{-1} a été utilisé. La distribution de la masse invariante de la paire de leptons issus du fond Drell-Yan est modélisée par une fonction exponentielle décroissante entre 1000 et 2000 GeV :

$$f_{DY}(M) = ce^{-\alpha M} \quad (6.5)$$

Après ajustement du paramètre α , on trouve $\alpha = (0.5606 \pm 0.0017) \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^{-1}$. Le coefficient c dépend du nombre d'événements attendu et donc de la luminosité (qui est ici irréaliste). La valeur du χ^2 de l'ajustement indique que le comportement est exponentiel à plus de 95% de niveau de confiance. La méthode pour simuler une non-linéarité du calorimètre est d'appliquer une variation à l'énergie de chacun des leptons issus du processus de Drell-Yan :

$$E_n = E_{rec} - \frac{D_{1000} \cdot E_{rec}}{1000} \cdot E_{rec} = E_{rec} \left(1 - \frac{D_{1000} \cdot E_{rec}}{1000}\right), \quad (6.6)$$

où E_{rec} représente l'énergie reconstruite par ATLFAST (dans ATLFAST, les non-linéarités ne sont pas introduites). L'énergie choisie pour la déviation de référence est 1000 GeV. Pour l'analyse présentée ici, la déviation à 1000 GeV

(D_{1000}) varie de 0 % à 3 % par pas de 0.5 %.

La fig. 6.23 montre l'énergie après sa modification (E_n) en fonction de l'énergie reconstruite dans l'hypothèse de linéarité, pour trois valeurs de D_{1000} : la ligne continue représente le cas où $D_{1000} = 0\%$, les marqueurs circulaires représentent le cas où $D_{1000} = 2\%$, et les marqueurs triangulaires représentent le cas où $D_{1000} = 3\%$. L'effet attendu sur les événements de type Drell-Yan est une modification de la pente dans la distribution de la masse invariante.

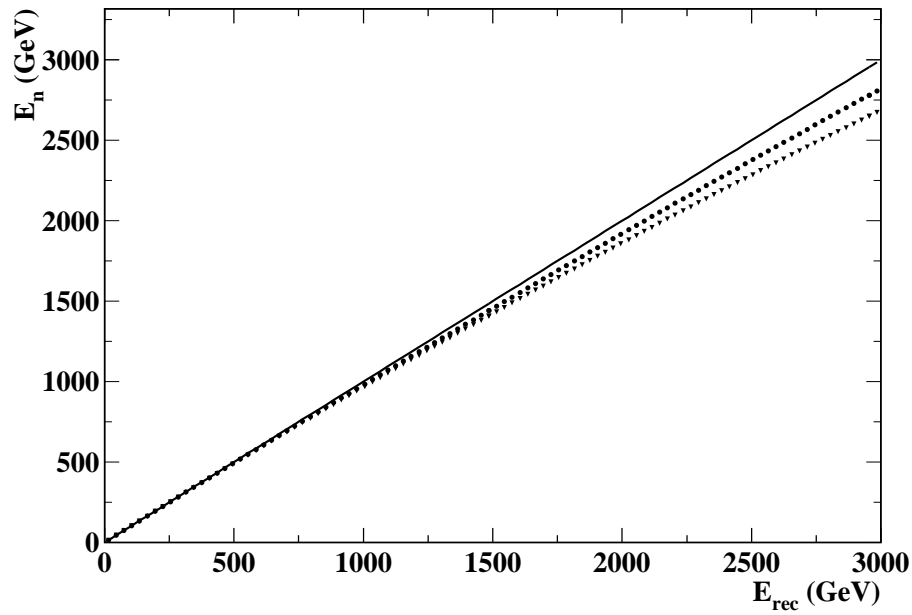


FIG. 6.23 – *Energie d'un lepton après sa modification en fonction de son énergie reconstruite.*

La fig. 6.24 montre la variation de la pente ajustée (exponentielle décroissante) de la distribution de la masse invariante du fond Drell-Yan en fonction de la valeur de D_{1000} . On voit sur ce graphique que la variation de la pente du processus Drell-Yan augmente jusqu'à 2.5 %.

Avec la procédure d'ajustement décrite dans ce paragraphe, on trouve qu'avec une luminosité de 100 fb^{-1} , l'erreur statistique sur la pente ajustée du Drell-Yan entre 1000 et 2000 GeV est de l'ordre de 2.5 %. Dans ATLAS, il sera donc nécessaire de contrôler la linéarité du calorimètre électromagnétique à mieux que $\approx 3 \%$, afin d'obtenir une erreur systématique provenant de cette non-linéarité de l'ordre de l'erreur statistique. La non-linéarité engendre aussi une

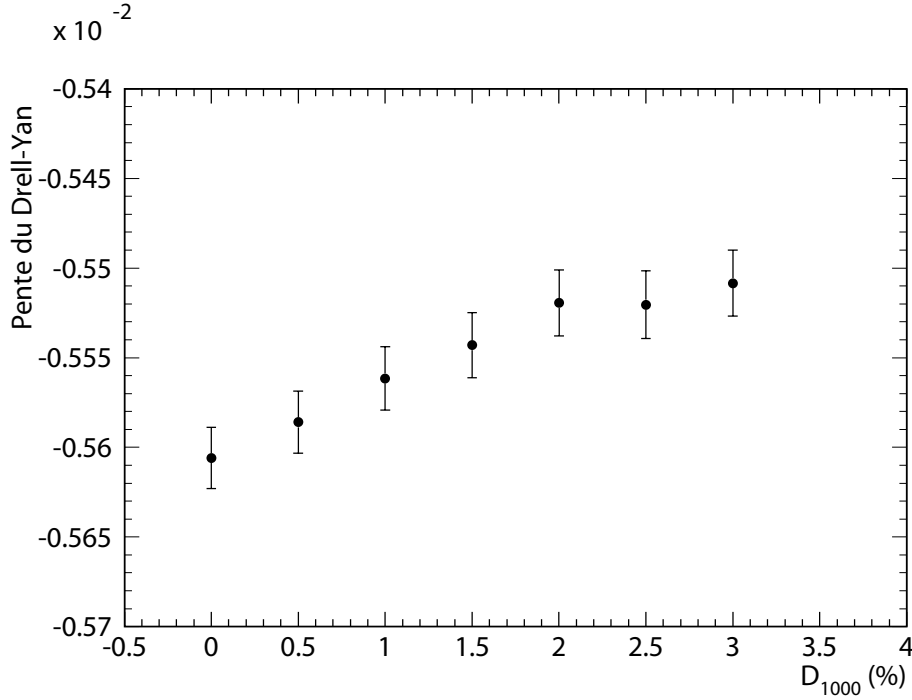


FIG. 6.24 – Pente ajustée sur la distribution de la masse invariante du processus Drell-Yan pour différentes valeurs de Dev_{1000} .

variation sur le nombre d'événements de Drell-Yan attendu dans un intervalle de masse invariante, par exemple au-delà de 1000 GeV. Si la section efficace du processus Drell-Yan dans cet intervalle de masse est connue avec précision, la mesure pourra permettre de contraindre la linéarité du calorimètre. Cette possibilité n'est pas étudiée ici.

6.9 Observables

Au niveau des diagrammes en arbre, la section efficace différentielle pour le processus $pp \rightarrow l^+l^-X$ peut être écrite sous la forme [45] :

$$\frac{d\sigma}{dM dy d\cos\theta^*} = \sum_{q=\text{quarks}} [g_q^S(y, M) S_q(M) (1 + \cos^2\theta^*) + 2g_q^A(y, M) A_q(M) \cos\theta^*], \quad (6.7)$$

où θ^* est l'angle entre le quark et le lepton de charge négative, dans le référentiel du système $q\bar{q}$, M est la masse invariante l^+l^- en GeV et y la rapidité du Z' (fig 6.25). La rapidité est définie par : $y = \frac{1}{2} \log \frac{E+p_z}{E-p_z}$, où E est l'énergie

du Z' et p_z son impulsion selon l'axe du faisceau (axe Oz).

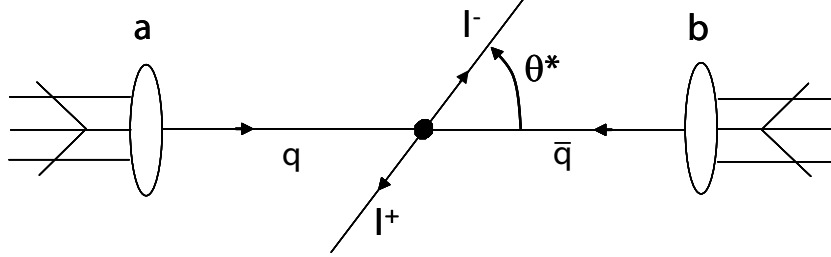


FIG. 6.25 – Schéma du processus $pp \rightarrow l^+l^-X$. Les symboles a et b représentent les protons interagissant.

Les grandeurs g_q^S et g_q^A contiennent les fonctions de densité partonique, f_q et $f_{\bar{q}}$:

$$\begin{aligned} g_q^S &= \frac{M}{48\pi} x_a x_b \left[f_q^{(a)}(x_a, M^2) f_{\bar{q}}^{(b)}(x_b, M^2) + f_{\bar{q}}^{(a)}(x_a, M^2) f_q^{(b)}(x_b, M^2) \right] \\ g_q^A &= \frac{M}{48\pi} x_a x_b \left[f_q^{(a)}(x_a, M^2) f_{\bar{q}}^{(b)}(x_b, M^2) - f_{\bar{q}}^{(a)}(x_a, M^2) f_q^{(b)}(x_b, M^2) \right] \end{aligned} \quad (6.8)$$

Dans cette expression, x_a et x_b représentent respectivement la fraction d'énergie emportée par le quark et l'anti-quark provenant des protons a et b . L'intérêt de la formule 6.7 est que la dépendance de la section efficace des couplages du Z' aux fermions n'est présente que dans les expressions S_q et A_q , qui contiennent les couplages des quarks et des leptons aux bosons et dépendent donc du modèle pris en compte :

$$S_q = \sum_{\alpha, \beta} \frac{(g_v^{q\alpha} g_v^{q\beta} + g_a^{l\alpha} g_a^{l\beta})(g_v^{l\alpha} g_v^{l\beta} + g_a^{q\alpha} g_a^{q\beta})}{(M^2 - M_\alpha^2 - iM_\alpha \Gamma_\alpha)(M^2 - M_\beta^2 - iM_\beta \Gamma_\beta)} \quad (6.9)$$

$$A_q = \sum_{\alpha, \beta} \frac{(g_v^{q\alpha} g_a^{q\beta} + g_v^{l\beta} g_a^{l\alpha})(g_v^{l\alpha} g_a^{l\beta} + g_v^{q\beta} g_a^{q\alpha})}{(M^2 - M_\alpha^2 - iM_\alpha \Gamma_\alpha)(M^2 - M_\beta^2 - iM_\beta \Gamma_\beta)} \quad (6.10)$$

Dans les eq. 6.9 et 6.10 α et β représentent les indices relatifs aux bosons de jauge ($\alpha, \beta = \gamma, Z^0, Z'$ etc...) et $g_v^{q, l\alpha, \beta}$ et $g_a^{q, l\alpha, \beta}$ sont les couplages vectoriels et axiaux des bosons de jauge aux fermions. Les symboles $M_{\alpha, \beta}$ et $\Gamma_{\alpha, \beta}$ représentent respectivement les masses et les largeurs totales des bosons de jauge.

En intégrant l'expression 6.7 sur y et sur $\cos \theta^*$, on obtient une expression

qui permet de tester la dépendance de S_q avec les paramètres du modèle :

$$\left(\frac{d\sigma}{dM}\right)^S = \int_{\ln(\frac{M}{\sqrt{s}})}^{\ln(\frac{\sqrt{s}}{M})} dy \int_{-1}^1 d\cos\theta^* \frac{d\sigma}{dM dy d\cos\theta^*} \quad (6.11)$$

En intégrant de la même façon, on définit l'expression de $A_{FB}(M)$, qui représente l'asymétrie de la section efficace du signal en fonction de M et qui permet de tester la dépendance de A_q avec les paramètres du modèle :

$$A_{FB}(M) = \frac{(\frac{d\sigma}{dM})^A}{(\frac{d\sigma}{dM})^S}, \quad (6.12)$$

avec :

$$\left(\frac{d\sigma}{dM}\right)^A = \left(\int_0^{\ln(\frac{\sqrt{s}}{M})} - \int_{\ln(\frac{M}{\sqrt{s}})}^0\right) dy \left(\int_0^1 - \int_{-1}^0\right) d\cos\theta^* \frac{d\sigma}{dM dy d\cos\theta^*} \quad (6.13)$$

Un ajustement des variables $(\frac{d\sigma}{dM})^S$ et de $(\frac{d\sigma}{dM})^A$ permet d'extraire S_q et A_q et donc de distinguer parmi les différents modèles, comme cela est suggéré dans [45].

Dans l'étude décrite dans cette thèse, j'ai porté mon attention sur $\frac{d\sigma}{dM}(M)$ et sur l'expression de l'asymétrie avant-arrière en fonction de y :

$$A_{FB}(y) = \frac{(\frac{d\sigma}{dy})^A}{(\frac{d\sigma}{dy})^S}. \quad (6.14)$$

Comme on le verra dans la suite, la distribution de $A_{FB}(y)$ dépend fortement du modèle considéré. Dans l'eq. 6.14, $(\frac{d\sigma}{dy})^A$ et $(\frac{d\sigma}{dy})^S$ sont définis comme suit :

$$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)^A = \int_{-M_{lim}}^{M_{lim}} dM \left(\int_0^1 - \int_{-1}^0\right) d\cos\theta^* \frac{d\sigma}{dM dy d\cos\theta^*}, \quad (6.15)$$

et :

$$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)^S = \int_{-M_{lim}}^{M_{lim}} dM \int_{-1}^1 d\cos\theta^* \frac{d\sigma}{dM dy d\cos\theta^*}. \quad (6.16)$$

6.10 Mesure de la masse et de la largeur de la résonance

Les fig. 6.26 et 6.27 montrent les distributions de la masse invariante des paires de leptons des événements de signal et du fond Drell-Yan satisfaisant

les critères de sélection décrit dans les paragraphes 6.5 et 6.7. Ces distributions sont générées en prenant en compte les termes d'interférence γ/Z' car ces termes modifient la forme de la distribution [40]. Les figures représentent les résultats de la simulation ATLFAST pour deux valeurs de la masse du Z' : 2 TeV (fig. 6.26) et 4 TeV (fig. 6.27). Le nombre d'événements correspondent à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . La section efficace et la largeur de la résonance du Z' varie selon le modèle considéré. L'étude de ces variables peut être un moyen pour discriminer les modèles.

Le principe de la mesure de la masse et de la largeur totale de la résonance consiste à ajuster le fond Drell-Yan en dehors du pic du Z' avec une fonction de type exponentielle décroissante ($f_{DY}(M) = e^{-\alpha M + \beta}$) et d'ajouter cette forme à la prédiction de la forme du Z' . L'ajustement avec l'exponentielle est fait directement sur la distribution du signal plus le fond en tenant compte des effets d'interférence. Le pic du Z' a une forme de type Breit-Wigner décrite par l'eq.6.17.

$$f_{Z'}(M) = \frac{a_0}{(M^2 - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma_{Z'}^2 M_{Z'}^2}, \quad (6.17)$$

où $\Gamma_{Z'}$ est la largeur totale du Z' et $M_{Z'}$ la position du pic. La forme de la résonance du Z' est modifiée du fait de la résolution du détecteur. En modélisant la résolution du détecteur par une fonction de Gauss, on peut extraire simultanément la position du pic de la résonance, la valeur de $\Gamma_{Z'}$ et la largeur de la gaussienne avec une procédure d'ajustement. Ces trois grandeurs, ainsi que la normalisation du signal sont les paramètres de l'ajustement.

La procédure d'ajustement est une procédure "binée" de maximum de vraisemblance; elle prend en compte l'effet de la résolution en utilisant pour l'ajustement une fonction qui est la convolution :

$$g(M) = (f_{DY}(M) + f_{Z'}(M)) \otimes G(M) \quad (6.18)$$

$G(M)$ représente une gaussienne normalisée à 1 :

$$G(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}R} e^{-\frac{(M-M')^2}{2R^2}}, \quad (6.19)$$

où M' et R représentent les paramètres de la fonction G . La convolution est effectuée numériquement.

La fig. 6.28 montre la distribution en masse d'un Z' de 2 TeV dans le modèle SSM ainsi que le fond Drell-Yan, sur laquelle sont superposées les fonctions

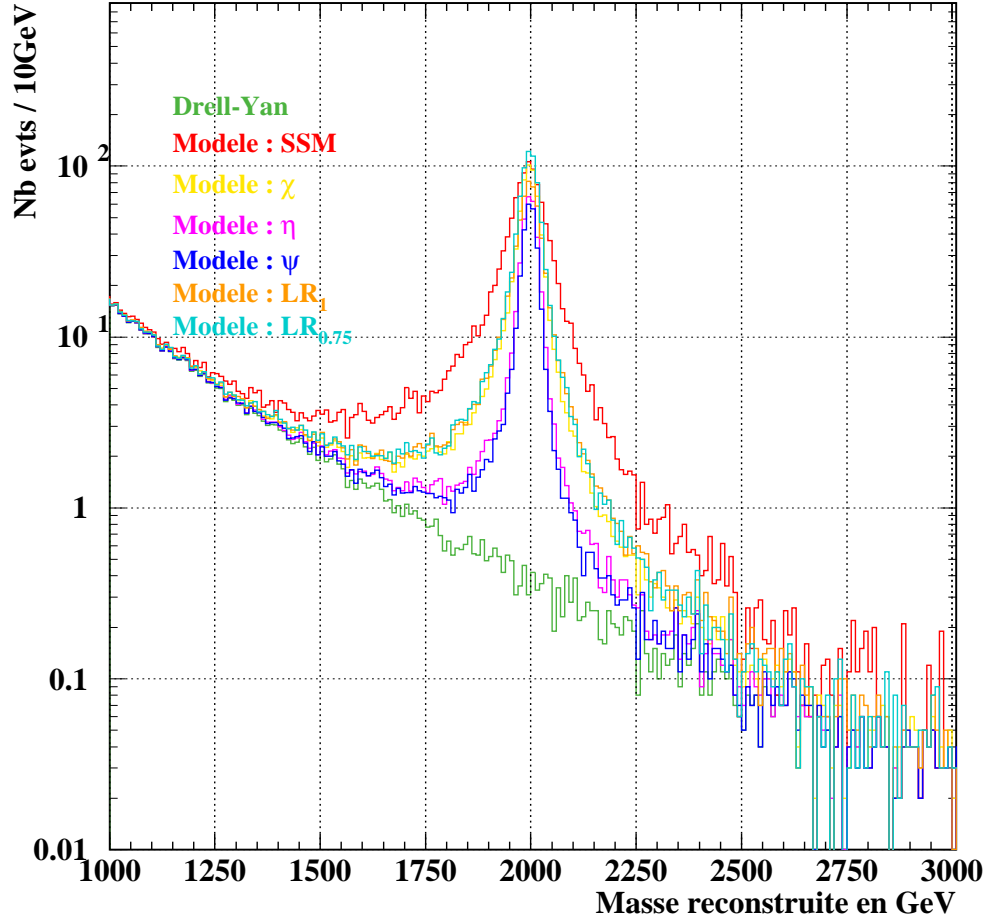


FIG. 6.26 – *Distribution en masse pour un Z' de 2 TeV dans les différents modèles considérés (100 fb^{-1}). La ligne rouge correspond au modèle SSM, la ligne jaune au modèle χ , la ligne violette au modèle η , la ligne bleue au modèle ψ , la ligne orange au modèle LR ($\kappa = 1$) et la ligne turquoise au modèle LR ($\kappa = 0.75$). La ligne verte correspond au Drell-Yan seul.*

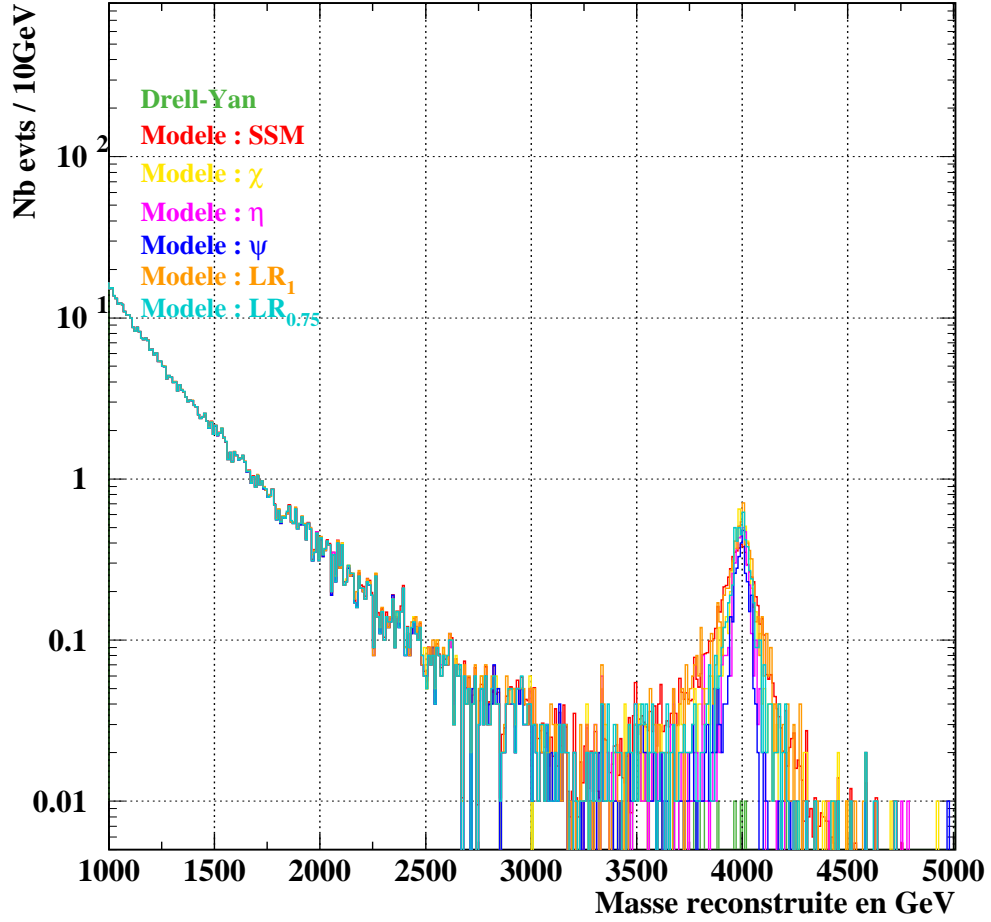


FIG. 6.27 – *Distribution en masse pour un Z' de 4 TeV dans les modèles considérés (100 fb^{-1}). La ligne rouge correspond au modèle SSM, la ligne jaune au modèle χ , la ligne violette au modèle η , la ligne bleue au modèle ψ , la ligne orange au modèle LR ($\kappa = 1$) et la ligne turquoise au modèle LR ($\kappa = 0.75$). La ligne verte correspond au Drell-Yan seul.*

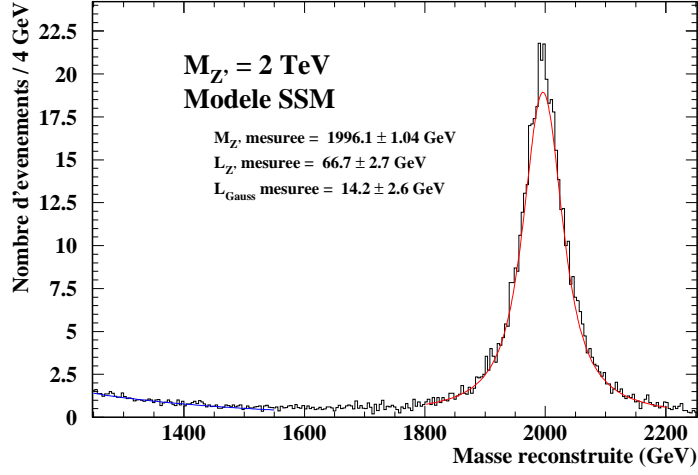


FIG. 6.28 – *Distribution en masse pour un Z' de 2 TeV dans le modèle SSM et représentation des fonction ajustées pour le fond Drell-Yan, en bleu et le signal, en rouge (100 fb^{-1}).*

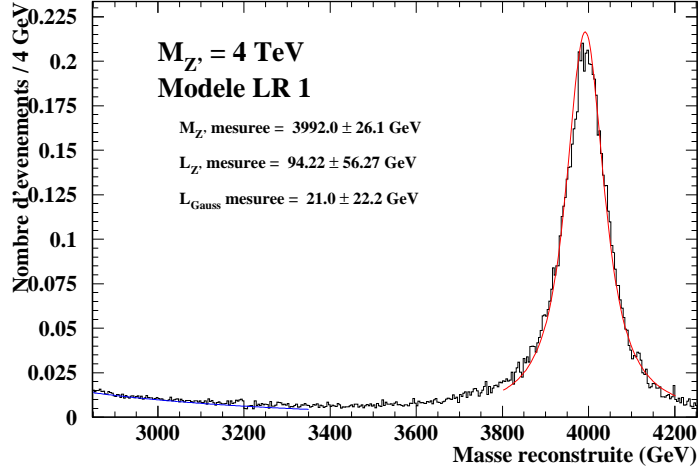


FIG. 6.29 – *Distribution en masse pour un Z' de 4 TeV dans le modèle LR ($\kappa = 1$) et représentation des fonction ajustées pour le fond Drell-Yan, en bleu et le signal, en rouge (100 fb^{-1}).*

Mod.	M_{prod} (GeV.c ⁻²)	M_{mes} (GeV.c ⁻²)	$\Gamma_{Z'}^{prod}$ (GeV.c ⁻²)	$\Gamma_{Z'}^{mes}$ (GeV.c ⁻²)	$R_{relle}^{gaussienne}$ (GeV.c ⁻²)	$R_{mesure}^{gaussienne}$ (GeV.c ⁻²)
SSM	1000	998.2 ± 0.1	31.88	35.88 ± 0.24	6.02 ± 0.03	5.92 ± 0.11
	2000	1996.1 ± 1.1	65.05	66.73 ± 2.67	11.10 ± 0.12	14.19 ± 2.58
	3000	2993.0 ± 5.1	98.21	100.66 ± 10.85	15.90 ± 0.18	16.76 ± 6.50
	4000	3989.9 ± 28.2	131.4	134.13 ± 65.34	20.77 ± 0.13	20.95 ± 18.45
χ	1000	997.2 ± 0.1	13.26	17.63 ± 0.18	6.02 ± 0.04	5.70 ± 0.13
	2000	1995.9 ± 0.7	26.91	26.84 ± 2.13	10.97 ± 0.10	15.16 ± 2.29
	3000	2994.3 ± 4.23	40.60	44.04 ± 9.88	15.68 ± 0.23	17.96 ± 7.63
	4000	3991.7 ± 23.4	54.32	57.65 ± 40.83	20.86 ± 0.17	20.00 ± 22.25
ψ	1000	997.8 ± 0.2	6.64	11.96 ± 0.21	5.96 ± 0.06	5.20 ± 0.16
	2000	1996.8 ± 0.9	13.66	16.17 ± 2.06	11.03 ± 0.07	13.63 ± 1.50
	3000	2995.5 ± 4.2	20.65	26.78 ± 7.65	16.05 ± 0.10	18.59 ± 6.86
	4000	3994.2 ± 15.67	27.66	36.14 ± 26.90	20.92 ± 0.15	22.21 ± 19.94
η	1000	997.6 ± 0.2	7.68	12.10 ± 0.34	5.89 ± 0.05	5.20 ± 0.27
	2000	1996.6 ± 0.9	15.86	17.74 ± 1.75	11.03 ± 0.06	13.79 ± 1.54
	3000	2995.1 ± 4.2	24.01	29.38 ± 8.61	15.97 ± 0.10	18.10 ± 7.66
	4000	3993.9 ± 14.9	32.15	42.17 ± 28.88	20.97 ± 0.14	21.70 ± 20.29
LR ₁	1000	997.7 ± 0.2	22.42	26.65 ± 0.41	6.05 ± 0.05	5.91 ± 0.24
	2000	1996.4 ± 1.2	45.63	46.99 ± 2.63	11.02 ± 0.15	14.93 ± 2.62
	3000	2993.0 ± 5.3	68.85	71.39 ± 9.70	15.62 ± 0.22	17.18 ± 6.42
	4000	3992.0 ± 26.1	92.12	94.22 ± 56.27	20.84 ± 0.16	20.99 ± 22.17
LR _{0.75}	1000	997.5 ± 0.1	13.15	16.94 ± 0.22	5.98 ± 0.04	5.47 ± 0.17
	2000	1995.8 ± 0.9	26.71	30.07 ± 2.38	11.05 ± 0.05	13.04 ± 2.13
	3000	2994.3 ± 4.0	40.30	45.91 ± 7.92	15.91 ± 0.08	17.60 ± 6.49
	4000	3992.1 ± 23.1	53.92	56.01 ± 43.02	20.95 ± 0.19	22.17 ± 23.94

TAB. 6.4 – Résultats obtenus après ajustement d'une Breit-Wigner à laquelle est ajoutée une exponentielle décroissante convoluées avec une gaussienne. Les paramètres ajustés sont la valeur centrale, la largeur et la normalisation de la Breit-Wigner, ainsi que la largeur de la gaussienne.

ajustées sur la région du fond (en bleu) et sur la région du pic du Z' (en rouge). La fig. 6.29 montre la distribution en masse et le résultat de l'ajustement pour un Z' de 4 TeV dans le modèle LR_1 .

Les résultats sont présentés dans le tableau 6.4. Ce tableau donne les masses générées dans Pythia (M_{prod}), les masses ajustées (M_{mes}), les largeurs générées ($\Gamma_{Z'}^{prod}$) et ajustées ($\Gamma_{Z'}^{mes}$) du Z' , ainsi que la "résolution mesurée directement" ($R_{relle}^{gaussienne}$) et via la procédure d'ajustement ($R_{mesure}^{gaussienne}$). La résolution mesurée directement est donnée par la largeur de la fonction de Gauss ajustée sur la distribution de la différence entre la masse générée et la masse simulée (fig. 6.30).

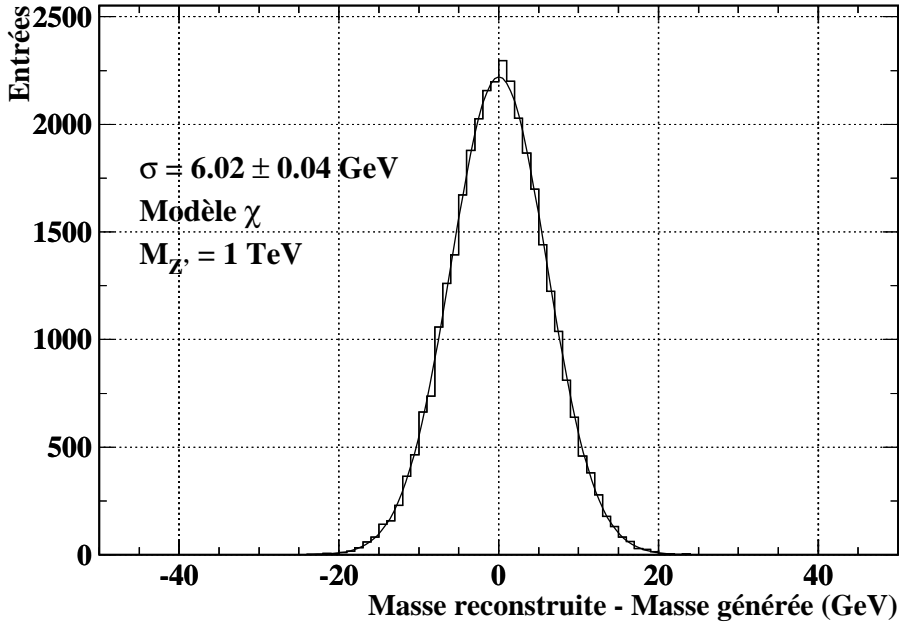


FIG. 6.30 – Différence entre la masse reconstruite et la masse générée, pour un Z' de 1 TeV du modèle χ .

Dans le cas considéré ici, où la simulation du détecteur est une simulation rapide, cette distribution semble être bien représentée par une gaussienne unique. L'utilisation d'une gaussienne unique pour la description de la résolution en masse est certainement une simplification du comportement réel du détecteur qui devrait être mieux décrit par une simulation détaillée avec les effets de bruit électronique et d'empilement.

La procédure d'ajustement converge dans tous les cas. On peut remarquer que les valeurs de masses obtenues sont systématiquement inférieures aux valeurs générées. Les valeurs de la largeur, $\Gamma_{Z'}$, et de la gaussienne, $R_{mesure}^{gaussienne}$, sont systématiquement supérieures. En effet la matrice de corrélation entre les différents paramètres de l'ajustement montre une corrélation non négligeable entre la normalisation du signal et les valeurs de $\Gamma_{Z'}$ et de $R_{mesure}^{gaussienne}$. Si on fixe la normalisation du signal (ou le rapport entre le signal et le fond), on rencontre des problèmes de convergence de l'ajustement. On peut remarquer que les erreurs de l'ajustement sur les paramètres augmentent avec la valeur de la masse, puisqu'ils tiennent compte de l'erreur statistique correspondant à 100 fb^{-1} , comme le montrent les fig 6.31 (a), (b), (c) et (d).

Pour vérification, l'ajustement a été fait sur les distributions générées par PYTHIA et sans normalisation à 100 fb^{-1} . Dans ce cas, la fonction d'ajustement est simplement la somme de la Breit-Wigner et de l'exponentielle. Les paramètres ajustés sont la normalisation, $\Gamma_{Z'}$ et $M_{Z'}$. Les valeurs trouvées sont compatibles avec les valeurs attendues, mais montrent encore une fois des largeurs légèrement surestimées.

Le tableau 6.5 montre les résultats pour la section efficace mesurée, pour le signal et pour le bruit de fond dans leur canal électronique, les erreurs données sont les incertitudes statistiques obtenues pour 100 fb^{-1} .

Les sections efficaces pour le signal sont calculées comme suit :

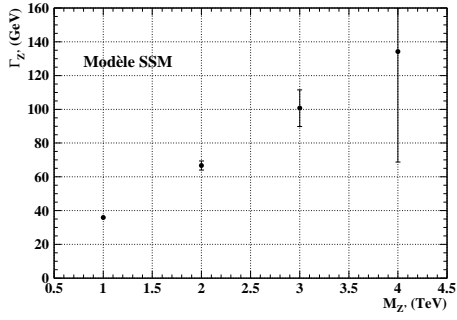
$$\sigma = \frac{N_{Z'}}{L\epsilon}, \quad (6.20)$$

où $N_{Z'}$ est le nombre d'événements de signal, dans l'intervalle $I = [-5\Gamma; +5\Gamma]$, L est la luminosité intégrée correspondante et ϵ est l'efficacité de sélection du signal. La valeur de $N_{Z'}$ est obtenue en calculant le nombre d'événements total, N_{tot} , dans l'intervalle I auxquels on soustrait le nombre d'événements de fond évalué par l'ajustement :

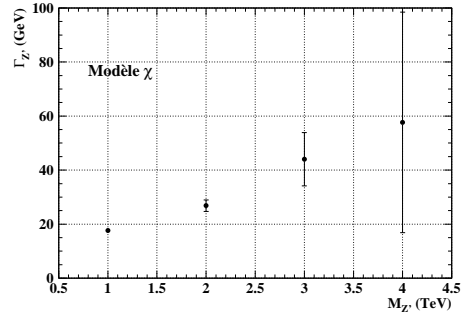
$$\begin{aligned} N_{Z'} &= N_{tot} - N_{Drell-Yan} \\ N_{Drell-Yan} &= \int_{-5\Gamma}^{+5\Gamma} f_{DY}(M) dM = \int_{-5\Gamma}^{+5\Gamma} e^{-\alpha M + \beta} dM \end{aligned} \quad (6.21)$$

L'incertitude sur σ est donc donnée par :

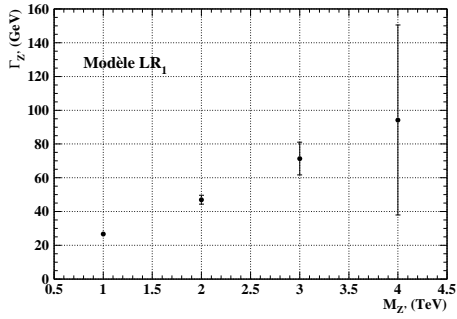
$$\Delta\sigma^2 = \left(\frac{1}{L\epsilon}\right)^2 \Delta N_{Z'}^2 + \left(\frac{N_{Z'}}{L\epsilon}\right)^2 \Delta\epsilon^2, \quad (6.22)$$



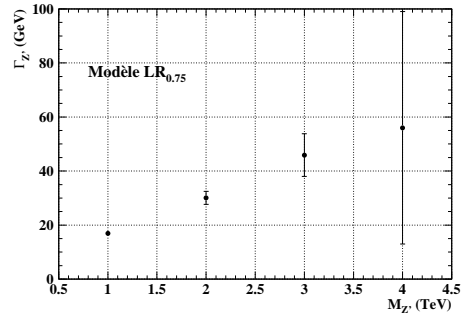
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 6.31 – Largeur ajustée du Z' , $\Gamma_{Z'}^{mes}$, en fonction de la masse du Z' , pour les modèles SSM (a), χ (b), LR_1 (c) et $LR_{0.75}$ (d).

Mod.	M_{prod} (GeV)	$\sigma_{e^+e^-}$ (fb)	$\sigma_{e^+e^-} \cdot \Gamma$ (fb.GeV)	$\frac{S}{\sqrt{B}}$
SSM	1000	438.09 ± 3.19	15718.85 ± 155.49	3397.7 ± 13.8
	2000	19.23 ± 0.68	1283.06 ± 68.49	343.6 ± 9.4
	3000	1.97 ± 0.24	198.03 ± 31.99	87.4 ± 10.5
	4000	0.25 ± 0.10	33.66 ± 21.40	27.4 ± 12.6
χ	1000	259.08 ± 2.43	4567.58 ± 63.33	2474.3 ± 12.7
	2000	11.21 ± 0.51	300.91 ± 27.58	241.2 ± 07.9
	3000	1.05 ± 0.17	46.43 ± 12.72	59.6 ± 6.4
	4000	0.13 ± 0.07	7.63 ± 6.93	19.8 ± 11.7
ψ	1000	116.54 ± 1.66	1393.41 ± 31.47	1496.6 ± 12.1
	2000	5.25 ± 0.36	84.87 ± 12.25	167.6 ± 7.8
	3000	0.51 ± 0.11	13.67 ± 4.96	46.5 ± 6.7
	4000	0.064 ± 0.029	2.30 ± 1.10	13.2 ± 9.6
η	1000	132.51 ± 1.78	1603.40 ± 49.93	1668.5 ± 14.0
	2000	6.10 ± 1.77	108.21 ± 32.83	151.1 ± 6.1
	3000	0.64 ± 0.14	18.89 ± 6.82	48.9 ± 8.6
	4000	0.082 ± 0.042	3.44 ± 2.95	17.3 ± 9.7
LR ₁	1000	287.49 ± 2.58	7661.75 ± 136.46	2361.3 ± 12.4
	2000	13.12 ± 0.56	616.79 ± 43.29	213.9 ± 5.1
	3000	1.29 ± 0.18	92.34 ± 18.05	65.8 ± 6.1
	4000	0.16 ± 0.08	15.10 ± 11.65	20.0 ± 9.1
LR _{0.75}	1000	214.38 ± 2.21	3631.54 ± 60.17	2054.2 ± 11.4
	2000	9.15 ± 0.47	275.28 ± 25.94	192.5 ± 6.4
	3000	0.92 ± 0.16	42.26 ± 10.45	53.7 ± 8.4
	4000	0.082 ± 0.040	4.58 ± 4.21	12.8 ± 11.4

TAB. 6.5 – *Sections efficaces mesurées pour le signal en fb, produit de la section efficace électronique par la largeur du Z' et rapport signal divisé par la racine carrée du bruit (signification statistique), pour les canaux électroniques et muoniques simultanément.*

où :

$$\begin{aligned}\Delta N_{Z'}^2 &= \Delta N_{tot}^2 + \Delta N_{Drell-Yan}^2 \\ \Delta \epsilon^2 &= \frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{Z'}^{gen}} \\ \Delta N_{tot}^2 &= N_{tot}\end{aligned}\tag{6.23}$$

En notant $c = e^\beta$, l'erreur sur le nombre d'événements de Drell-Yan est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta N_{Drell-Yan}^2 &= \left[\frac{1}{\alpha} (e^{-\alpha M_A} - e^{-\alpha M_B}) \right]^2 \Delta c^2 \\ &+ \left[\frac{c}{\alpha^2} (\alpha (-M_A e^{-\alpha M_A} + M_B e^{-\alpha M_B})) \right. \\ &\left. - (e^{-\alpha M_A} - e^{-\alpha M_B}) \right] \Delta \alpha^2\end{aligned}\tag{6.24}$$

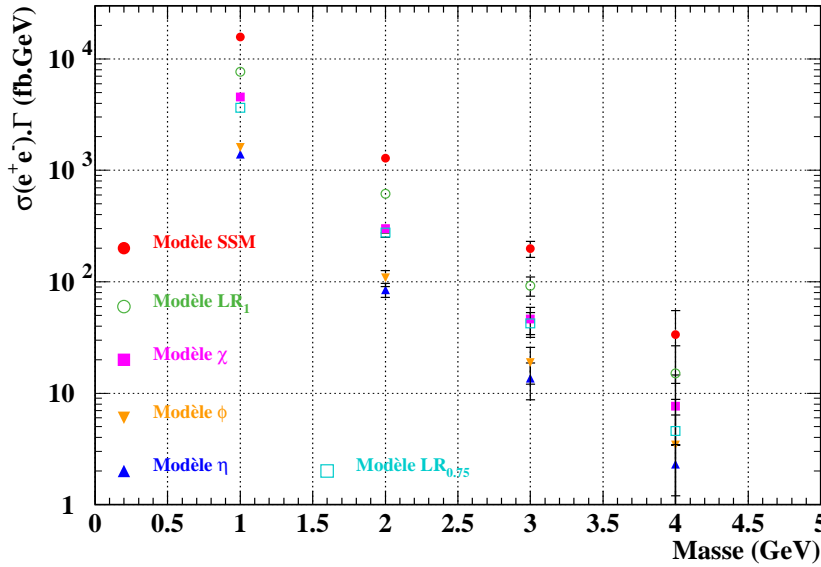


FIG. 6.32 – Résultats sur le produit $\sigma_{e^+e^-} \cdot \Gamma$, pour les différents modèles étudiés et pour des masses du Z' allant de 1 TeV à 4 TeV.

Le tableau 6.5 présente aussi la valeur du rapport "signal sur racine carrée du bruit" (signification statistique), pour chaque modèle considéré dans cette thèse et pour des masses allant de 1 TeV à 4 TeV. On peut lire dans ce tableau des valeurs élevées du rapport signal divisé par la racine carrée du bruit, ce qui montre que le signal est détectable, jusqu'aux masses élevées considérées ici ($M > 4$ TeV). On voit aussi que les valeurs des sections efficaces mesurées

pour le signal sont significativement différentes d'un modèle à l'autre. La mesure de la section efficace du Z' , dans son canal leptonique, multipliée par sa largeur est donc un moyen supplémentaire de distinguer les modèles, comme le montre la fig 6.32.

6.11 Mesure d'asymétrie.

L'asymétrie avant-arrière est un moyen de discerner les modèles les uns des autres [46]. L'étude présentée ici vise à évaluer l'asymétrie telle qu'elle est définie dans l'équation 6.14, c'est-à-dire le cas où l'asymétrie s'exprime en fonction de la rapidité du Z' :

$$A_{FB}(y) = \frac{F(y) - B(y)}{F(y) + B(y)}, \quad (6.25)$$

où les symboles $F(y)$ et $B(y)$ représentent le nombre d'événements de signal, où le Z' est produit avec une rapidité y , satisfaisant respectivement $\cos \Theta^* > 0$ et $\cos \Theta^* < 0$. Le symbole Θ^* représente l'angle que fait le lepton chargé négativement avec la direction du quark incident dans le référentiel du centre de masse du Z' . $A_{FB}(y)$ est une variable très sensible au type de couplage du Z' .

Puisque la direction du quark n'est pas connue, elle est assimilée à la direction du Z' , le quark intervenant dans la production du Z' est le plus souvent un quark de valence provenant d'un des deux protons et l'anti-quark provient le plus souvent de la mer.

La fig. 6.33 montre la distribution du cosinus de l'angle, $\Omega(Z', q)$, entre la direction du Z' et la direction du quark. Les événements à $\cos \Omega(Z', q) < 0$, sont les événements où le Z' n'a pas la direction du quark.

La fig. 6.34 montre la même distribution que précédemment, l'angle considéré, $\Omega(Z', \bar{q})$ étant l'angle entre le Z' et l'anti-quark. Sur ce graphique les événements à $\cos \Omega(Z', \bar{q}) > 0$ sont considérés comme des cas où le Z' a la direction de l'anti-quark.

A partir de ces figures, on peut évaluer le taux d'événement où le Z' n'a pas la direction du quark à $\approx 25\%$. Par ailleurs, ce taux diminue lorsque l'on sélectionne les événements où le Z' possède une rapidité élevée. Par exemple, si $y > 0.8$, ce taux est réduit à moins de 10%. Le tableau 6.6 indique la proportion d'événements de signal n'ayant pas la direction du quark, par intervalle de rapidité de 0.4.

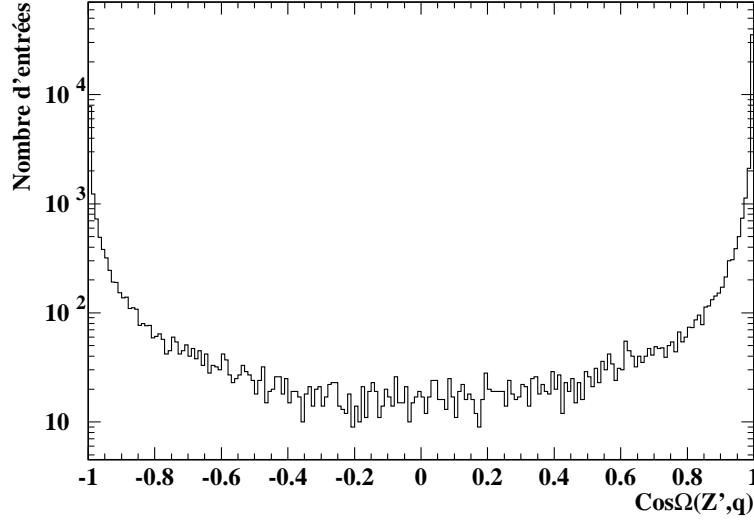


FIG. 6.33 – *Distribution du cosinus de l'angle entre la direction du Z' et la direction du quark.*

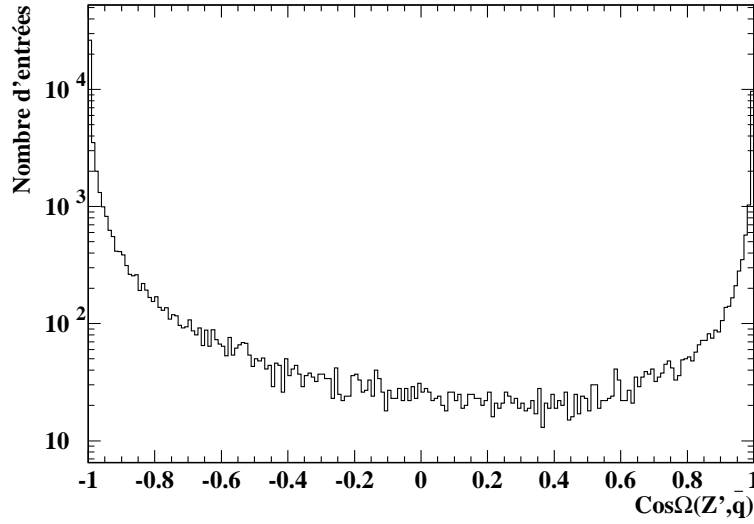


FIG. 6.34 – *Distribution du cosinus de l'angle entre la direction du Z' et la direction de l'anti-quark.*

y	Taux d'événements avec la mauvaise direction
$0.0 < y < 0.4$	39%
$0.4 < y < 0.8$	21%
$0.8 < y < 1.2$	10%
$1.2 < y < 1.6$	4%

TAB. 6.6 – Taux d'événements n'ayant pas la direction du Z' par intervalle de rapidité de 0.4.

Les fig. 6.35 et 6.36 montrent les distributions en rapidité du Z' avec respectivement $\cos \Theta^* > 0$ et $\cos \Theta^* < 0$, pour le modèle LR_1 et pour une masse de Z' de 1 TeV. On voit sur ces graphiques que les distributions sont différentes. Les différences entre ces distributions dépend du modèle considéré et de la masse du Z' .

La fig. 6.37 montre le résultat d'asymétrie obtenu pour un Z' de 1 TeV dans le modèle SSM. Pour chaque intervalle de rapidité, on représente $\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$, où N^+ et N^- représentent respectivement l'intégrale de $F(y)$ et de $B(y)$ dans l'intervalle de y considéré. Dans chacun de ces intervalles, les valeurs de N^+ et de N^- sont corrigées par l'acceptance du détecteur. La possibilité que la charge puisse être mal identifiée n'est pas étudiée ici. Les fig. 6.38 et 6.39 montrent les résultats obtenus pour un Z' de 3 TeV dans les modèles χ et LR_1 , après la simulation du détecteur.

Par convention, la grandeur choisie dans mon étude pour caractériser l'asymétrie est la pente de l'ajustement d'une droite pour les valeurs de y comprises dans l'intervalle $[-1; 1]$. La droite ajustée est représentée sur les graphiques par une ligne pointillée. La ligne rouge représente la même droite entre les valeurs extrêmes en rapidité de l'ajustement.

Les résultats de l'ajustement sont représentés dans le tableau 6.7, pour tous les modèles que j'ai étudié ainsi que pour des masses du Z' allant de 1 TeV à 4 TeV, par pas de 1 TeV. Ce tableau montre que chacun des modèles étudiés présente une asymétrie qui lui est propre. L'asymétrie est bien une grandeur qui permet de distinguer les différents modèles de Grande Unification étudiés dans cette thèse.

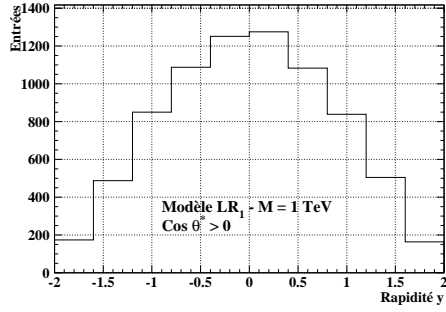


FIG. 6.35 – *Distribution en rapidité du Z' à $\cos \Theta^* > 0$ pour le modèle LR_1 et pour une masse du Z' de 1 TeV.*

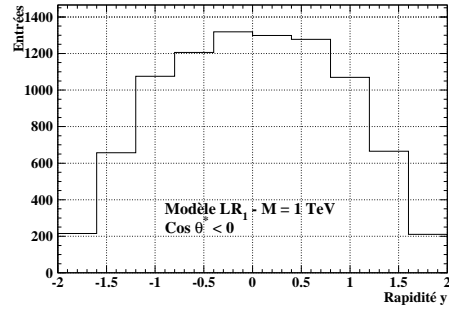


FIG. 6.36 – *Distribution en rapidité du Z' à $\cos \Theta^* < 0$ pour le modèle LR_1 et pour une masse du Z' de 1 TeV.*

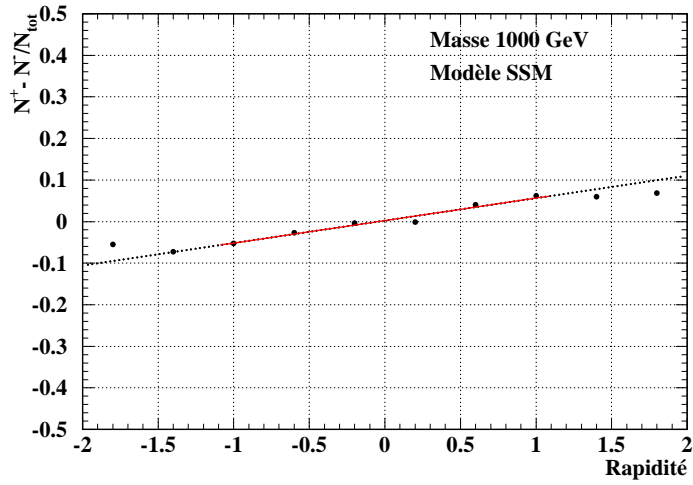


FIG. 6.37 – *Asymétrie en fonction de la rapidité pour un Z' de 1 TeV dans le modèle SSM .*

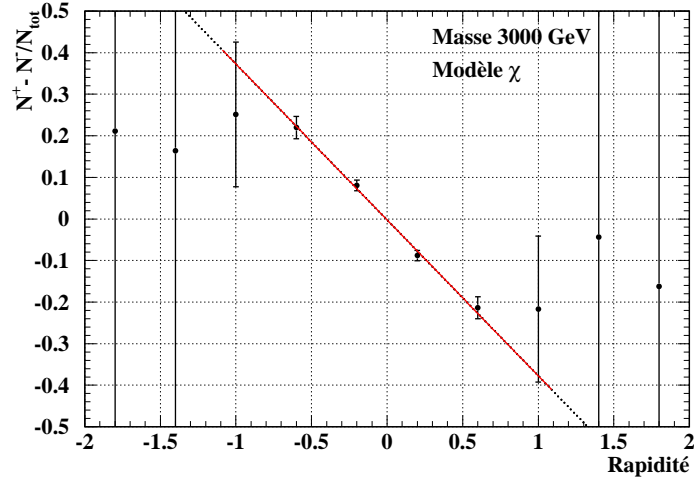


FIG. 6.38 – *Asymétrie en fonction de la rapidité pour un Z' de 3 TeV dans le modèle χ .*

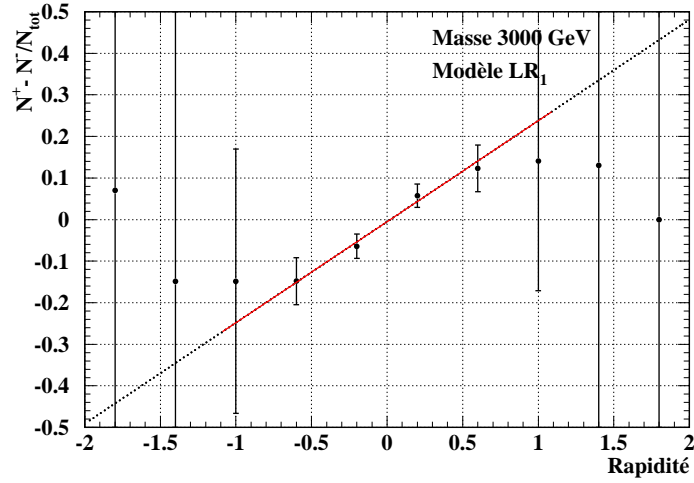


FIG. 6.39 – *Asymétrie en fonction de la rapidité pour un Z' de 3 TeV dans le modèle LR_1 .*

Mod.	M_{prod} (GeV)	Pente (génération)	Pente (simulation)
SSM	1000	0.054 ± 0.001	0.054 ± 0.001
	2000	0.089 ± 0.001	0.088 ± 0.001
	3000	0.095 ± 0.012	0.087 ± 0.025
	4000	0.132 ± 0.219	0.146 ± 0.487
χ	1000	-0.175 ± 0.001	-0.170 ± 0.001
	2000	-0.286 ± 0.001	-0.283 ± 0.002
	3000	-0.399 ± 0.033	-0.375 ± 0.071
	4000	-0.437 ± 0.734	-0.430 ± 1.656
ψ	1000	0.0011 ± 0.0001	-0.0095 ± 0.0001
	2000	0.0001 ± 0.0030	-0.0004 ± 0.0069
	3000	-0.0011 ± 0.0986	0.00037 ± 0.2233
	4000	-0.0083 ± 2.0690	0.0044 ± 4.7760
η	1000	-0.028 ± 0.001	-0.025 ± 0.001
	2000	-0.055 ± 0.003	-0.054 ± 0.005
	3000	-0.073 ± 0.076	-0.088 ± 0.172
	4000	-0.094 ± 1.556	-0.101 ± 3.578
LR ₁	1000	0.119 ± 0.001	0.115 ± 0.001
	2000	0.189 ± 0.001	0.181 ± 0.002
	3000	0.245 ± 0.023	0.243 ± 0.054
	4000	0.272 ± 0.446	0.263 ± 1.062
LR _{0.75}	1000	-0.274 ± 0.001	-0.261 ± 0.001
	2000	-0.468 ± 0.002	-0.466 ± 0.003
	3000	-0.602 ± 0.045	-0.590 ± 0.0103
	4000	-0.736 ± 0.965	-0.727 ± 2.286

TAB. 6.7 – Résultats pour l'asymétrie mesurée en fonction de la rapidité y . Les valeurs indiquées sont les pentes des droites ajustées sur les distributions décrites précédemment.

6.12 Résultats en simulation complète

L'étude présentée dans ce paragraphe concerne un aspect particulier de l'analyse du Z' : la résolution sur la masse reconstruite, qui a été étudiée avec la simulation détaillée du détecteur basée sur Geant 3 [47]. Pour cette étude l'exemple d'un Z' de 2 TeV, se désintégrant en deux électrons, dans le modèle SSM a été utilisé. Le nombre d'événements utilisés pour cette étude correspond à 10 fb^{-1} , soit un an de prise de donnée au LHC à basse luminosité.

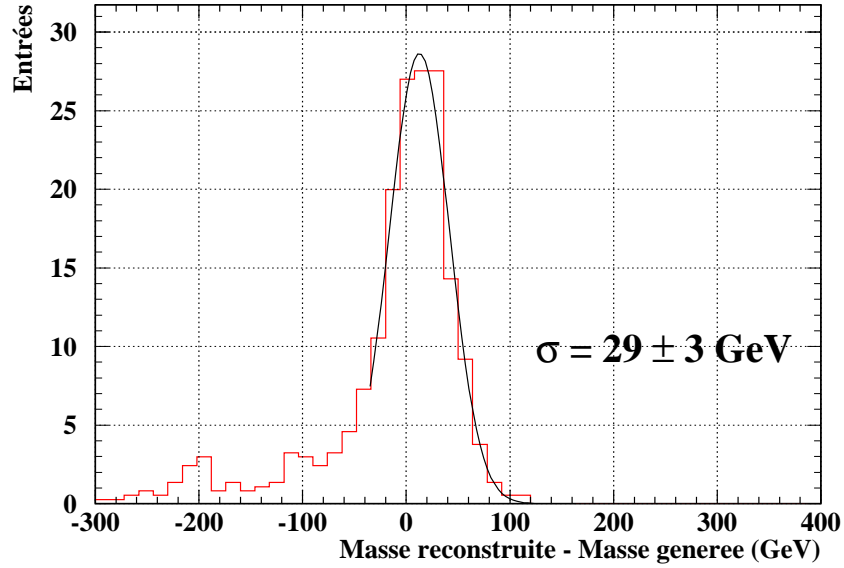


FIG. 6.40 – *Différence entre la masse reconstruite et la masse générée. Le résultat d'un ajustement avec une fonction de Gauss donne une largeur de $29 \pm 3 \text{ GeV}$.*

La fig. 6.40 montre la différence entre la masse du Z' reconstruite et celle générée. La distribution obtenue montre une queue asymétrique. Cela est dû probablement aux pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage. La correction pour l'énergie perdue par cet effet est un aspect important de la reconstruction des électrons; ici elle n'est pas abordée. La position du pic de la distribution de la fig. 6.40 n'est pas zéro. Cela pourrait être dû à un problème d'étalonnage des électrons dans la simulation. Une fonction

de Gauss unique pour décrire la forme de la fonction de résolution semble adéquate à décrire seulement une partie de la distribution. Néanmoins, pour obtenir un ordre de grandeur de la résolution sur la masse reconstruite, la largeur de cette gaussienne ajustée est donnée : 29 ± 3 GeV. Cette valeur est supérieure à la valeur obtenue avec la simulation rapide du détecteur (11 ± 1 GeV), très probablement car les deux simulations traitent les effets de reconstruction des électrons (par exemple le rayonnement de freinage) de manière différente. Par ailleurs, il est possible d'estimer la résolution de la masse invariante de la paire de lepton définie par :

$$M_{e^+e^-} = \sqrt{2E_{e^+}E_{e^-}(1 - \cos\Theta)}, \quad (6.26)$$

où E_{e^\pm} est l'énergie des électrons et Θ est l'angle entre les deux électrons. L'incertitude sur la masse invariante peut donc s'obtenir, dans l'approximation où $E_{e^+} \approx E_{e^-} = E$, par :

$$\Delta M_{e^+e^-} = \sqrt{\left(\sqrt{2(1 - \cos\Theta)}\Delta E\right)^2 + \left(\frac{E \sin\Theta}{\sqrt{1 - \cos\Theta}}\Delta\Theta\right)^2} \quad (6.27)$$

Etant donné que la résolution en énergie du calorimètre est dominée par le terme constant, $\frac{\sigma}{E} = 0.7\%$, en faisant l'hypothèse que la valeur moyenne de $\sin\Theta = 0.7$ et que $\Delta\Theta = 0.025$ rad [48], on trouve, par exemple pour un Z' de 2 TeV (pour lequel l'énergie des électrons est d'environ 1 TeV) une résolution sur la masse invariante de ≈ 20 GeV.

La fig. 6.41 montre la distribution de la masse générée et de la masse reconstruite du Z' en utilisant la simulation complète du détecteur. Les critères de sélection similaires à ceux définis précédemment ont été appliqués. L'efficacité obtenue est de $\approx 60\%$. Le résultat montre que si un Z' de 2 TeV du modèle SSM existait, on devrait obtenir un signal clair et mesurer sa largeur (≈ 65 GeV), après un an à basse luminosité.

6.13 Conclusions

Dans ce chapitre, le calcul des différents couplages du Z' aux fermions standards, dans différents modèles et une étude de la cinématique des événements de signal et des critères de sélection de ces événements ont été décrits.

Une discussion sur les différents bruits de fond et la façon de les réduire a été présentée. Pour l'étude du fond, principalement constitué du processus de Drell-Yan, une comparaison entre différents générateurs a été faite, l'effet

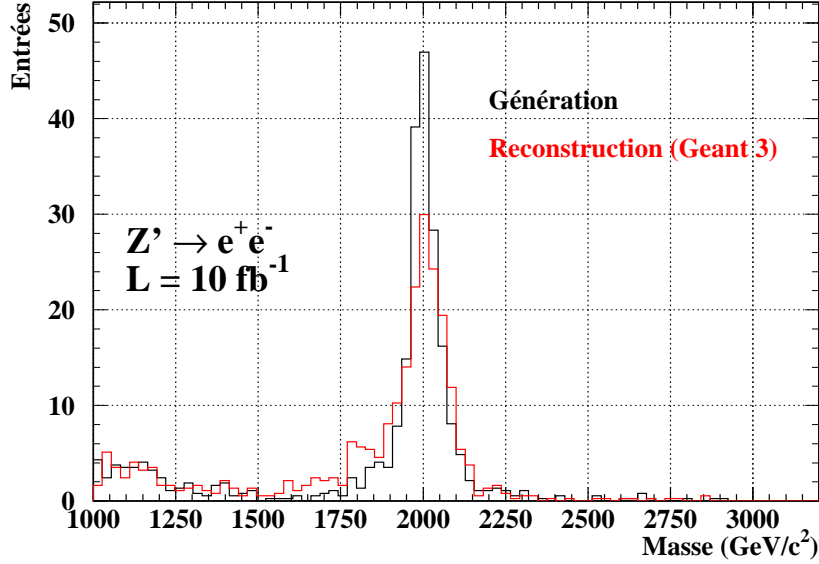


FIG. 6.41 – Distribution de la masse générée et de la masse reconstruite avec la simulation complète du détecteur basée sur Geant 3 pour un Z' de 2 TeV dans le modèle SSM.

de la radiation de photon dans l'état final a été observé, ainsi que l'impact d'une éventuelle non-linéarité du détecteur.

Enfin, les mesures de masse, de largeur, de section efficace et d'asymétrie avant-arrière ont été effectuées. Ces mesures ont montré que la découverte directe d'un nouveau boson de jauge Z' est possible jusqu'à des masses très élevées pour les différents modèles de Grande Unification ($M \gtrsim 4 \text{ TeV}$). Après un an de prise de données à haute luminosité, l'extraction de la largeur intrinsèque du Z' devrait être possible en utilisant les désintégrations en paires e^+e^- pour la plupart des modèles et des valeurs de masse. Elle est limitée par la résolution sur la masse invariante ($\sigma_M \approx 20 \text{ GeV}$ à 2 TeV). Pour les modèles avec une petite largeur, la distinction parmi les modèles s'avère un défi expérimental. Pour les masses élevées du Z' , il faudra attendre plus d'un an de prise de données à haute luminosité car l'erreur statistique à 100 fb^{-1} représente une limitation.

Conclusions

Dans la première partie de cette thèse, une étude de la réponse du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, orientée sur la mesure de son uniformité, a été développée. Ce travail a été effectué durant la période de construction des modules de série de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique et quatre de ces modules ont passé des tests en faisceau. Le faisceau utilisé est un faisceau d'électrons de 245 GeV. Pour cette étude une attention particulière a été portée sur la recherche des canaux à problème. Cette recherche a montré que la grande majorité des problèmes ne proviennent pas du calorimètre mais du système de lecture, puisqu'ils se reproduisent très bien d'un module à l'autre. Le nombre de cellules rejetées représente environ 15 % du nombre total de cellules considérées. Un des quatre modules testés présente, par ailleurs, un problème supplémentaire dû à la présence de matériau inerte dans la ligne de faisceau.

Afin de prendre en compte les effets dus à l'électronique de lecture et au calorimètre lui-même, un certain nombre de corrections ont dû être appliquées : une pondération de l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur et dans le compartiment arrière est nécessaire pour corriger les effets provenant du développement anticipé de la gerbe électromagnétique et des fuites à l'arrière. La distribution de l'énergie en fonction de η et de φ présente une perte d'énergie de l'ordre de 1.5 % sur le bord des cellules du milieu et une correction a dû être mise au point pour corriger cet effet et pour pouvoir utiliser tous les événements enregistrés dans la mesure de l'uniformité. La géométrie en accordéon des modules introduit des effets supplémentaires sur la distribution en énergie en fonction de φ , qui doivent être corrigés : la présence d'oscillation dans la distribution en énergie.

Un effet supplémentaire, provenant de la présence de diaphonie résistive dans les connecteurs de l'une des traversées étanches utilisées, a été étudié par la suite. La présence de diaphonie dans ces connecteurs dégrade l'uniformité de manière très significative. L'uniformité est nettement meilleure dans la

traversée étanche 0, qui ne présente pas de diaphonie, par rapport à la traversée étanche -1 qui possède une diaphonie importante. Ce résultat est aussi valable lorsque l'on mesure l'uniformité par secteurs, puisque chaque secteur de la traversée étanche 0 montre une uniformité $\lesssim 0.5\%$; ceux de la traversée étanche -1 montre une non-uniformité plus importante. Cet effet est corrigé dans le calcul des constantes d'étalonnage. L'uniformité globale des trois modules, après l'application de ces corrections, est de 0.57% pour le module P13 et 0.62% pour les modules M10 et P15. Les résultats sur la mesure de l'uniformité et de la résolution de la réponse en énergie du calorimètre électromagnétique d'ATLAS indiquent qu'il répond aux performances requises par la collaboration puisque le terme constant global a été évalué à $0.69\% \pm 0.01$, sa valeur devant être inférieure à 0.7% . Toutefois d'autres effets pourraient être pris en compte notamment un traitement particulier de la région de transition est nécessaire. L'analyse des données recueillies lors des tests combinés est aussi indispensable avant le démarrage de l'expérience puisque dans ces tests, tous les sous détecteurs sont utilisés dans une configuration très proche de celle d'ATLAS.

Dans une deuxième partie, une extension possible au modèle standard, les théories de grande unification, est considérée. L'aspect de ces théories abordé dans ma thèse concerne le boson de jauge neutre supplémentaire, Z' prédit par ces modèles. Différentes possibilités de modèles ont été étudiés et le calcul des couplages du Z' aux différents fermions standard a été décrit. Une étude particulière des bruits de fond a été faite. Des études précédentes ont montré que le bruit de fond principal est de processus de Drell-Yan, ce que l'analyse présentée dans cette thèse confirme. Il représente environ 80% du fond total pour le Z' dans son canal électronique. Les autres processus de fond sont des processus réductibles avec énergie transverse manquante. Une étude des critères de sélections des événements signal a été développée et les critères choisis dans mon analyse conduisent à une réduction de plus de 90% des fonds réductibles et une efficacité de reconstruction de 60% pour le signal et le processus de Drell-Yan. Une étude a été faite concernant le Drell-Yan en comparant deux générateurs : PYTHIA et HERWIG. Cette étude a montré un accord entre les deux générateurs d'événements meilleur que 2.5% pour des masses invariantes supérieures à 1 TeV . D'autres effets ont été abordé comme l'influence de la radiation de photons dans l'état final et l'impact d'une éventuelle non-linéarité du détecteur sur la pente du processus de Drell-Yan.

Les possibilités de distinguer les différents modèles les uns des autres a ensuite été abordé. Cette étude montre que la mesure de la section efficace

leptonique du Z' et de la largeur totale permet de distinguer les modèles. La largeur du Z' représente 3 % de sa masse dans le modèle SSM. Cette largeur varie en fonction du modèle. Il en est de même pour la section efficace leptonique du Z' qui varie significativement selon les modèles. La combinaison de ces deux mesures permettra de différencier les modèles possibles et de déterminer quel groupe de symétrie constitue le groupe de grande unification. Une autre possibilité de distinguer les différents modèles de grande unification est la mesure de l'asymétrie avant-arrière. Par ailleurs, la découverte d'un Z' sera très rapide au LHC, pour des masses élevées ($M_{Z'} \gtrsim 4$ TeV), étant donné que sa section efficace leptonique est très importante en comparaison des sections efficaces des processus de fond.

Bibliographie

- [1] Francis Halzen, Alan Martin. Quarks and leptons. *J. Wiley*, 1984.
- [2] David Griffiths. Introduction to elementary particles. *J. wiley*, 1987.
- [3] The LEP collaboration. A combinaison of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. CERN-EP/2001-098, 1998.
- [4] G. Gabadadze. Beyond the standard model. *Lecture given at the european school of high energy physics*, Tzakhkadzor (Armenia), 2003.
- [5] J.L. Hewett, T.G. Rizzo. Low energy phenomenology of superstring-inspired E_6 models. *Phys. Rev.* **183**, hep/ph/9707541, 1989.
- [6] E. Squires P. Collins, A. Martin. Particle physics and cosmology. *John Wiley and Sons*, 1991.
- [7] F. Del Aguila. The physics of Z' bosons. UG-FT-35/94 hep-ph/9404323, 1994.
- [8] P. Camarri, V. Cavasinni, C.-E. Wulz. Z' into leptons. Large Hadron Collider Workshop, v.2, Aachen, Germany, 4-9 Oct 1990.
- [9] Particle Data Group. Particules and fields. *Phys. Rev.* **D**, vol. 66, part. 1, 2002.
- [10] U. Amaldi et al. Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate vector-boson masses. *Phys. Rev.* **D36**, 1385, 1987.
- [11] P. Langacker, M. Luo. Constraints on additional Z bosons. *Phys. Rev. Lett.* **45**, 278, 1992.
- [12] K.T. Mahanthappa, P.K. Mohapatra. Limits on mixing angle and mass of Z' using $\Delta\rho$ and atomic parity violation. *Phys. Rev.* **D 43**, 3093, 1991.
- [13] LEPWWG $f\bar{f}$ subgroup. Combination of the LEP II $f\bar{f}$ Results. LEP2FF/02-03, 2002.
- [14] The D0 collaboration. Search of heavy particles decaying into electron-positron pairs in $p\bar{p}$ collisions. *Phy. Rev. Lett.* **87**.

- [15] The CDF collaboration. Search of heavy particles decaying into electron-positron pairs in $p\bar{p}$ collisions. *Phy. Rev. Lett.* **79**, 2192.
- [16] The LHC study group. The large hadron collider, conceptual design report. CERN/AC/95-05.
- [17] A. Morsh, H.H. Gutborg. The Futur Heavy Ion Experiment ALICE at the LHC at CERN. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **42**, 345, 1999.
- [18] The ATLAS Collaboration. *Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider*, CERN/LHCC/P2, 15 Décembre 1994.
- [19] The CMS collaboration. CMS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-38.
- [20] O. Shneider. Overview of the LHCb experiment. *Nucl. Instr. Meth.* **A446**, 213, 2000.
- [21] T.S. Virdee N. Ellis. Experimental challenges in high-luminosity collider physics. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44**, 609, 1994.
- [22] The ATLAS Collaboration. *Detector and Physics Performance TDR, vol. 1*, CERN/LHCC/99-14, 25 May 1999.
- [23] The ATLAS Collaboration. *Detector and Physics Performance TDR, vol. 2*, CERN/LHCC/99-14, 25 May 1999.
- [24] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Inner Detector TDR, vol. 1*, CERN/LHCC/97-16, 30 Avril 1997.
- [25] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Tile calorimeter TDR*, CERN/LHCC/96-42, 1996.
- [26] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Liquid Argon Calorimeter TDR*, CERN/LHCC/96-41, 15 Décembre 1996.
- [27] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Muon Spectrometer TDR*, CERN/LHCC/97-22, 31 Mai 1997.
- [28] The ATLAS level 1 trigger group. Atlas first-level trigger. *Technical design repport*, CERN/LHCC/98-14, 1998.
- [29] D.E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.* **C15**, 1-878, 2000.
- [30] D. Green. The physics of particle detectors. *Cambridge University Press*, 2000.
- [31] N. Massol. Conception et mise au point de la procédure de qualification du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur atlas. *Thèse de doctorat, Université de Savoie, Physique expérimentale et instrumentation*, 2000.
- [32] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Calorimeter Performance TDR*, CERN/LHCC/96-40, 15 Décembre 1996.

- [33] The RD3 Collaboration. Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordeon' geometry. *Nucl. Instrum. Meth. A* **309**, 438, 1991.
- [34] B. Aubert et al. (ATLAS accordeon collaboration). Performance of the barrel module 0 of the atlas electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **500**, 202-231, 2003.
- [35] R.L. Chase, C. de la Taille, J.P. Richer, N. Seguin-Moreau. A fast monolithic shaper for the ATLAS E.M. calorimeter. *ATLAS internal note*, ATL-LARG-97-080, 1997.
- [36] L. Neukermans. Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'atlas et recherche du bosons de higgs dans ses désintégrations invisibles. *Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon I*, 2002.
- [37] J. Colas et al. The LARG calorimeter calibration board. *ATLAS internal note*, ATL-LARG-2000-006, 2000.
- [38] M. Fanti M. Delmastro. Energy resolution optimization through layers measurements weighting : analytical solutions and numerical strategies. *Atlas internal note*, ATL-LARG-2002-02, 2002.
- [39] J. Colas, R. Lafaye, N. Massol, P. Pralavorio, D. Sauvage, L. Serin, C. de la Taille. Crosstalk in the atlas electromagnetic calorimeter. ATL-LARG-2000-004, 2000.
- [40] A.-L. Nicollérat M. Dittmar, A. Djouadi. Z' studies at the LHC : an update. hep-ph/0307020, 2003.
- [41] L. Poggioli E. Richer-Was, D. Froidevaux. ATLFast 2.0, a fast simulation package for ATLAS. *ATLAS internal note*, ATL-PHYS-98-131, 1998.
- [42] G. Azuelos, G. Polesello. Prospects of the detection of K.K. excitations of gauge bosons in the ATLAS detector at LHC. SN-ATLAS-2003-023, 2003.
- [43] M. Schaefer. Study of e^+e^- in full simulation with regards to discrimination between models beyond the standard model. *Diploma thesis*, Sept. 2004.
- [44] T. Sjöstrand et al. Pythia. *Physics and manual*, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238, 2001.
- [45] F. Zwirner F. Del Aguila, M. Quirós. Detecting E_6 neutral gauge bosons through lepton pairs at hadron colliders. *Nucl. Phys. B* **287**, 419-456.
- [46] P. Langacker, R. W. Robinett, J. L. Rosner. New heavy gauge bosons in pp and $p\bar{p}$ collisions. *Phys. Rev. D* **30**, 1470, 1984.
- [47] Geant 3. CERN Program Library Long Writeup W5013.

- [48] G. Azuelos. Preliminary commissioning studies, Exotic groups. Talk given at the ATLAS Overview Week, Prague, Sept. 2003.

Résumé : Les théories de grande unification sont une extension possible au modèle standard. Elles impliquent l'existence d'un boson de jauge neutre supplémentaire, le Z' . L'étude des paramètres de ce boson dans le canal électronique, notamment la mesure de sa largeur, nécessite une bonne uniformité et une bonne résolution du calorimètre électromagnétique. La première partie de cette thèse, consiste en l'étude de la réponse de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS à un faisceau d'électrons de 245 GeV. La mesure de son uniformité a représenté la majeure partie de ce travail. Pour faire cette mesure, une recherche des canaux à problème dans le calorimètre a été faite et des corrections permettant de prendre en compte différents effets liés au détecteur et de considérer tous les événements enregistrés ont été développées. Dans la deuxième partie, j'ai étudié le potentiel d'ATLAS dans l'étude du Z' se désintégrant en leptons et plus particulièrement en électrons. Une étude de la cinématique et des bruits de fond a tout d'abord été faite. Cette analyse a porté sur les possibilités de différencier les modèles de grande unification possibles, et sur la possibilité de découvrir le Z' , pour des masses allant de 1 TeV à 4 TeV.

Mots-clé : ATLAS, Calorimètre électromagnétique, Uniformité, Résolution, Terme constant, Z' , Grande unification.

Abstract : Grand unification theories are a possible extension of the standard model. These theories imply the existence of an extra gauge boson, Z' . The study of the parameters of this boson in its electronic decays, especially its width, needs a good uniformity and a good resolution of the electromagnetic calorimeter. The first part of this thesis is dedicated to the study of the response of the barrel of the electromagnetic calorimeter to a 245 GeV electron beam. The major part of this work was the measurement of the uniformity. To perform this analysis the search of problematic channel has been made and corrections have been developed to take into account effect from the detector and to use all the recorded events. In the second part, I have studied the potential of ATLAS in the study of the Z' decaying into lepton pairs (mainly in electron pairs). A study of the kinematic and of the background has been firstly performed. This analysis deals with the possibility to distinguish different grand unification models, and with the possibility to discover the Z' boson, for masses from 1 TeV up to 4 TeV.

Keywords : ATLAS, Electromagnetic calorimetry, Uniformity, Resolution, Constant term, Z' , Grand unification.